

UNIVERSITÉ DE NANCY — FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

présentées en vue d'obtenir le grade

de DOCTEUR ÈS-SCIENCES

Mention Sciences Appliquées

par

Daniel GOLDSCHMIDT

Ingénieur Civil des Mines

1^{er} SUJET : **Méthodes Electriques d'Etude d'un Lit Fluidisé de Grains Conducteurs.**

2^e SUJET : **Proposition de la Faculté.**

Soutenue le

1965 devant la Commission d'Examen

JURY :

Président : J. BASTICK

Examineurs : P. LE GOFF

A. VIGNES

UNIVERSITÉ DE NANCY — FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

présentées en vue d'obtenir le grade

de DOCTEUR ÈS-SCIENCES

Mention Sciences Appliquées

par

Daniel GOLDSCHMIDT

Ingénieur Civil des Mines

1^{er} SUJET : Méthodes Electriques d'Etude d'un Lit Fluidisé de Grains Conducteurs.

2^e SUJET : Proposition de la Faculté.

Soutenue le

1965 devant la Commission d'Examen

JURY :

Président : J. BASTICK

Examineurs : P. LE GOFF

A. VIGNES



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551914_0030

UNIVERSITÉ DE NANCY - FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT, DELSARTE, URION.

Professeurs honoraires : MM. CROZE, RAYBAUD, LAFFITTE, LERAY, JOLY, LAPORTE, EICHBORN, CAPELLE, GODEMENT, DUBREIL, L. SCHWARTZ, DIEUDONNE, DE MALLEMANN, LONGCHAMBON, LETORT, DODE, GAUTHIER, GOUDET, OLMER, CORNUBERT, CHAPELLE, GUERIN, CHEVALLIER, WAHL.

Maîtres de Conférences honoraires : MM. RAUX, LIENHART, PIERRET.

PROFESSEURS :

MM.		MM.	
URION	Chimie biologique.	MANGENOT	Phytopathologie.
DELSARTE	Analyse supérieure.	MALAPRADE	Chimie.
ROUBAULT	Géologie.	HADNI	Physique.
VEILLET	Biologie animale.	BONVALET	Mécanique physique.
BARRIOL	Chimie théorique.	KERN	Minéralogie.
BIZETTE	Physique.	BASTICK	Chimie.
GUILLIEN	Electronique.	DUCHAUFOUR	Pédologie.
GIBERT	Chimie physique.	NEEL	Chimie ind. organique.
LEGRAS	Mécanique rationnelle.	GARNIER	Agronomie.
BOLFA	Minéralogie.	WEPPE	Minéralogie appliquée.
NICLAUSE	Chimie.	BERNARD	Géologie appliquée.
FAIVRE	Physique appliquée.	CHAMPIER	Physique.
AUBRY	Chimie minérale	REGNIER	Physico-chimie.
DUVAL	Chimie.	GAY	Chimie biologique.
COPPENS	Radiogéologie.	WERNER	Botanique.
FRUHLING	Physique.	CONDE	Zoologie.
SUHNER	Physique expérimentale.	STEPHAN	Zoologie.
HILLY	Géologie.	EYMARD	Calcul dif. et intég.
LE GOFF	Génie chimique.	LEVISALLES	Chimie organique.
CHAPON	Chimie biologique.	N...	Botanique.
HEROLD	Chimie industrielle.	N...	Physique.
SCHWARTZ	Exploit. minière.	N...	M.M.P.
GAYET	Physiologie.		

MAITRES DE CONFÉRENCE ET PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.		MM.	
GOSSE	Mécanique physique.	MARI	Chimie I.S.I.N.
ROCCI	Géologie.	LAFON	Physique I.S.I.N.
VUILLAUME	Psychophysiologie.	FELDEN	Phy. théo. et nucléaire.
PLAN	Mécanique physique.	FLECHON	M.P.C.
Mme BASTICK	Chimie M.P.C. Epinal.	VIGNES	Physique.
GUDEFIN	Physique.	Mlle HUET	Math. (S.P.C.N.).
HORN	Physique.	BLAZY	Minéralogie.
FRENTZ	Biologie animale.	BALESIDENT	Thermochim. appliquée.
Mme HERVE	Math. (Propédeutique).	JANOT	M.P.C. (Epinal).
AUROUZE	Géologie.		

SECRÉTAIRE PRINCIPAL : C. CARON

MÉTHODES ÉLECTRIQUES D'ÉTUDE

D'UN LIT FLUIDISÉ

DE GRAINS CONDUCTEURS

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer ici ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur P. LE GOFF qui, par ses directives avisées et cependant jamais imposées, m'a permis de venir à bout du présent travail. Au Laboratoire de Génie Chimique de la Faculté des Sciences de Nancy qu'il dirige, j'ai pu acquérir une intéressante formation à la recherche grâce à l'esprit critique et au dynamisme scientifique dont il m'a constamment montré l'exemple. Le spectacle vécu de l'expansion des moyens et de l'organisation d'un laboratoire a constitué pour moi un enseignement profitable et je lui en suis également redevable.

Je remercie Monsieur le Professeur J. BASTICK, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques, d'avoir bien voulu accepter la présidence de mon jury d'examen. Monsieur A. VIGNES, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, a également bien voulu accepter de faire partie de ce jury, je tiens à l'en remercier ici.

Toute ma gratitude va également à la Société d'Electro-Chimie, d'Electro-Métallurgie et des Aciéries Electriques d'Ugine qui a bien voulu m'accorder une bourse durant toute la durée de ce travail. Elle va tout spécialement à Monsieur LONG, Directeur aux Services Centraux de Recherche de cette Société, qui, malgré les nombreuses occupations dont il a la charge, a constamment montré un intérêt bienveillant pour mes travaux et n'a pas dédaigné de se pencher avec moi sur les difficultés que j'ai pu rencontrer; ses conseils ont été pour moi des plus fructueux.

Monsieur REY, Directeur du Laboratoire de Recherches de Saint-Ouen de la Société, dont la haute compétence en Génie Chimique date d'avant même la création de cette discipline nouvelle, m'a fait profiter à maintes reprises de son expérience des problèmes qui me préoccupaient. Qu'il accepte de trouver ici l'expression d'une reconnaissance sincère.

Je remercie également Monsieur ROBLIN, Ingénieur en Chef, qui a accepté de me parrainer.

Enfin, je tiens à saluer ici toute la sympathique équipe de chercheurs et de techniciens du Laboratoire de Génie Chimique pour l'ambiance de saine émulation qu'elle a su créer au Laboratoire.

Je remercie tout particulièrement Monsieur MIHE, Physicien au C.N.R.S., dont la haute compétence en électronique a permis la mise au point du discriminateur.

INTRODUCTION

Parmi les opérations unitaires que se propose d'étudier le Génie Chimique, la fluidisation est sans doute l'une des plus récentes. Si on trouve ce procédé déjà mentionné en 1926, dans un brevet allemand (W4), il est maintenant classique de faire partir l'histoire de la fluidisation de 1940, date de la mise au point du procédé de cracking catalytique des pétroles (M6). Nous ne retracerons pas ici l'historique du développement extraordinairement rapide de ce procédé au cours des vingt dernières années; les ouvrages généraux sur la fluidisation ne manquent pas d'y consacrer quelques pages (L3, Z2).

Nous ne reviendrons pas non plus sur l'ensemble des définitions de termes techniques concernant la fluidisation. Complétant le travail fait par REBOUX (R7), LE GOFF (L4) a donné un tableau des nomenclatures françaises et étrangères utilisées dans cette technique nouvelle.

Nous insisterons cependant sur les définitions des deux qualificatifs "homogène" et "hétérogène" qui marquent une distinction fondamentale en fluidisation, distinction qui va apparaître tout au long de ce mémoire comportant trois parties :

- Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique des procédés mis en oeuvre pour découvrir la texture des lits fluidisés hétérogènes;

- Le second chapitre, après avoir fait rapidement le point sur l'utilisation des méthodes électriques pour l'étude de la texture des milieux diphasiques, décrit une telle méthode appliquée au lit fluidisé hétérogène; cette première méthode est une méthode globale;

- Alors que dans le troisième chapitre, nous développerons une méthode électrique de mesure locale des propriétés ponctuelles de ce lit hétérogène.

Ce simple énoncé de l'objet des différentes parties du présent travail suffira à convaincre de l'utilité des deux définitions qui suivent que nous empruntons à LE GOFF (L4) :

"Dans l'état désigné par fluidisation homogène les grains sont uniformément dispersés dans tout l'espace, le lit présente une surface libre quasi-horizontale où viennent crever régulièrement des petites bulles nombreuses et régulièrement réparties".

"Dans la fluidisation hétérogène, la répartition des grains est au contraire très irrégulière, aussi bien dans le temps que dans l'espace : certaines

parties du lit sont violemment tourmentées par l'ascension de grosses bulles, au point qu'il n'est même plus possible de définir une surface libre du lit fluidisé".

"En général, la fluidisation est homogène quand le fluide utilisé est un liquide, elle est hétérogène dans le cas d'un gaz".

Nous verrons au Chapitre I que cette distinction est approximative et qu'il existe des critères plus précis permettant de distinguer fluidisations homogène et hétérogène dont toutes les propriétés sont très différentes.

De toute manière, précisons après avoir défini ces deux termes, que la présente étude portera uniquement sur la fluidisation hétérogène. Car les efforts principaux de la recherche actuelle sur les lits fluidisés portent surtout sur l'étude des hétérogénéités. Bien que la distinction entre fluidisation homogène et fluidisation hétérogène ait toujours été signalée, les premiers travaux, considérant cette hétérogénéité comme un phénomène parasite, se sont attachés à l'étude de certaines propriétés globales, analogues à celles des fluides. Cette simplification, naturellement suggérée par l'aspect même d'un lit de catalyseur de cracking fluidisé, s'est avérée excessive et incapable de conduire à une prévision correcte des propriétés de transfert des lits fluidisés indépendamment de la taille des unités utilisées.

Or, c'est précisément l'importance des transferts de chaleur et de matière en lit fluidisé qui a conduit à la multiplication des procédés industriels utilisant le lit fluidisé. On était alors souvent bien loin des conditions relativement idéales du cracking catalytique et il devenait nécessaire de connaître avec plus de précision la texture géométrique du lit fluidisé, en particulier en vue d'obtenir des valeurs de surface d'échange et de temps de contact.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES HÉTÉROGÉNÉITÉS EN LIT FLUIDISÉ

Les publications sur ce problème de structure du lit fluidisé hétérogène sont de plus en plus nombreuses depuis 1949. Elles se divisent de manière assez curieuse en deux séries distinctes : les unes se proposent d'établir des modèles de texture du lit fluidisé permettant d'expliquer les propriétés observées; les autres n'ont apparemment d'autre but que de mettre au point ou d'améliorer une méthode expérimentale d'investigation des hétérogénéités et de réunir des résultats montrant l'application de cette méthode. De toute évidence, l'évolution de ces deux séries est parallèle, les unes expliquant des résultats expérimentaux qu'obtiennent les autres et inversement certaines théories étant illustrées à posteriori par des résultats expérimentaux. Mais cette dépendance ne peut être observée qu'en survolant un grand nombre de publications et en effectuant des rapprochements qui ne sont pas toujours clairement signalés dans les textes. C'est pourquoi, nous avons préféré montrer d'abord sommairement les principales étapes de l'évolution de la représentation des lits fluidisés couramment admise au cours des vingt dernières années; puis, présenter les techniques expérimentales, en montrant comment leur évolution a été influencée par ces représentations; enfin donner le détail des résultats expérimentaux acquis, dans la mesure du possible car les publications sur le sujet sont nombreuses et les méthodes expérimentales diverses.

1. MODELES DE TEXTURE DU LIT HETEROGENE

Ainsi que nous l'avons signalé dans l'introduction de ce chapitre, la distinction entre fluidisation homogène et fluidisation hétérogène est apparue dès les débuts de la fluidisation et c'est dès 1949, qu'une étude expérimentale de WILHELM et KWAUK (W3) tend à montrer que le critère différenciant un lit homogène d'un lit hétérogène est le nombre de Froude $Fr = V_o^2 / g D_p^{(1)}$: s'il est supérieur à 1, on a affaire à un lit hétérogène; s'il est inférieur à 1, on a affaire à un lit homogène.

Cette distinction conduit divers auteurs à proposer des modèles géométriques de texture de lit fluidisé, dans le but de prévoir les propriétés de transfert des lits fluidisés, en particulier d'effectuer des calculs de cinétique. C'est ainsi qu'en 1952, TOOMEY et JOHNSTONE (T2) proposent une théorie de la fluidisation.

(1) V_o : Vitesse minimale de fluidisation; D_p : diamètre des particules.

rogène dans laquelle ils introduisent pour la première fois un modèle à deux phases distinctes. A la suite de mesures de la perte de charge à différents niveaux du lit, ils font l'hypothèse de l'existence de "vides" se propageant à l'intérieur du lit de façon analogue à des bulles de gaz, dans une phase constituée de grains en contact, phase que nous désignerons dans la suite de ce travail par le terme de "phase pseudo-liquide" (1).

En plus TOOMEY et JOHNSTONE font l'hypothèse que la phase "pseudo-liquide" est maintenue sous forme d'un empilement analogue à celui des grains au minimum de fluidisation par une vitesse interstitielle de l'air dans le pseudo-liquide égale à la vitesse interstitielle au minimum de fluidisation.

Cette idée a amené peu à peu les auteurs de travaux sur l'hétérogénéité du lit fluidisé à interpréter leurs résultats expérimentaux en termes de dimensions et vitesses de bulles et de masse spécifique apparente du pseudo-liquide, ainsi que nous allons le montrer dans le chapitre consacré aux mesures de l'hétérogénéité.

Cette idée a conduit également différents auteurs à se demander quelle était la différence fondamentale de nature entre lit fluidisé homogène et lit fluidisé hétérogène.

Il semble que sur ce point, la réponse ait été donnée tout d'abord par des travaux expérimentaux. En 1960, CAIRNS et PRAUSNITZ (C1) ont mis en évidence des perturbations analogues à des bulles dans les lits fluidisés liquides qui jusqu'à présent avaient été considérés comme homogènes. En 1961, SIMPSON et RODGER (S1) établissent à la suite d'expériences portant sur la fluidisation de solides légers par des gaz sous différentes pressions et sur la fluidisation de solides lourds par l'eau, une corrélation générale reliant la vitesse généralisée du fluide à la porosité du lit; cette corrélation concerne à la fois les lits fluidisés par les liquides et par les gaz et montre qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre les mécanismes des deux systèmes. Enfin, HARRISSON, DAVIDSON et DE KOCK (H2) retrouvent expérimentalement le fait que la nature homogène ou hétérogène du lit fluidisé ne dépend pas de la nature du fluide fluidisant, mais établissent que le facteur fondamental en ce domaine est la taille de la plus grande bulle stable pouvant subsister dans le lit; ils calculent cette dimension et établissent ainsi un nouveau critère d'homogénéité du lit fluidisé qui est le rapport de cette dimension à la taille des particules; ils montrent que ce nombre est grossièrement proportionnel au nombre de Froude, ce qui permet d'expliquer le succès de WILHELM et KWAUK (W3) qui utilisent le nombre de Froude pour distinguer les deux types de fluidisation.

Dans ces conditions, il apparaissait que la seule différence entre lit homogène et lit hétérogène tenait dans la taille des hétérogénéités relativement à la taille des particules. Il était alors normal de chercher à savoir la nature exacte de ces bulles et à établir des équations justifiant de leur stabilité.

Sur le problème de la structure exacte des bulles, deux thèses sont en présence. D'une part, LANNEAU (L1) et YASUI et JOHANSON (Y1) font l'hypothèse de l'existence d'échanges constants de particules entre la bulle et le "pseudo-liquide"; ceci suppose une pluie de particules traversant constamment la bulle. Ce modèle a conduit ses auteurs à des théories expliquant des résultats de cinétique en lit fluidisé; il est appuyé sur le fait que LANNEAU a pu mesurer par méthodes capacitométriques (voir plus loin) la densité de particules à l'intérieur des bulles. Mais ils semblent que ces résultats expérimentaux puissent être expliqués différemment.

(1) Cette appellation est empruntée à la littérature russe sur les lits fluidisés qui désigne le lit fluidisé dans son ensemble par le terme "lit pseudo-liquide".

(Voir discussion qui suit l'article de LANNEAU).

Le second modèle auquel semble se rallier la plupart des auteurs, suppose la bulle vide de particule et son front approximativement sphérique. Il est appuyé d'une part, sur des photographies du mouvement des bulles faites par REUTER (R5) et par WACE et BURNETT (W1) dans des lits fluidisés à deux dimensions, d'autre part sur des expériences conduisant à des corrélations entre la vitesse des bulles et leur volume (voir 1.3.2.1. références A1, D1 et H3).

C'est partant de ce modèle que DAVIDSON (D2), d'une part, JACKSON (J1) d'autre part, établissent des équations hydrodynamiques qui montrent que les lits fluidisés sont par nature hétérogène; c'est-à-dire que toute perturbation de densité accidentelle survenant en un point du lit a tendance à s'amplifier et à se propager vers le haut. Nous résumerons ici brièvement la théorie de JACKSON (J1) qui nous a paru plus claire et plus complète.

JACKSON, comme DAVIDSON abandonne dans une certaine mesure l'analogie entre le pseudo-liquide et un liquide à densité et propriétés uniformes. Il suppose, cependant, que les propriétés du pseudo-liquide varient suffisamment lentement d'un point à un autre du lit, pour pouvoir considérer des éléments de volume, contenant un grand nombre de particules, dans lesquels les différentes propriétés (vitesse interstitielle du gaz et concentration en particules) sont supposées constantes. Il peut alors appliquer au fluide d'une part, aux particules d'autre part les équations de continuité et le théorème du moment cinétique, exprimant ainsi l'équilibre mécanique des éléments de volume qu'il considère. Supposant alors la fluidisation idéalement homogène (concentration en particule constante pour tous les éléments de volume considérés), il imagine une fluctuation locale de la concentration en particules, supposée petite afin de pouvoir rester dans le cadre d'approximations linéaires, et calcule son équation de propagation. Les résultats du calcul prouvent que la perturbation s'amplifie rapidement donnant ainsi naissance à une bulle. Ils permettent de calculer la distance Δx au bout de laquelle une perturbation voit son intensité multipliée par $e = 2,718$; afin de comparer l'homogénéité de divers systèmes fluidisés, relevés parmi les résultats expérimentaux de WILHELM et KWAUK (W3), l'auteur considère le rapport de cette distance Δx au diamètre D_p des particules pour des perturbations dont l'étendue au départ est fixée à $20 D_p$. Il retrouve ainsi la classification par ordre de stabilité établie par WILHELM et KWAUK à partir du nombre de Froude. Dans une seconde publication (J1) JACKSON calcule à partir des équations qu'il a établies, le mouvement d'une bulle sphérique pleinement formée, ceci pour s'affranchir des hypothèses linéaires qui ne lui permettent pas de passer de la perturbation infiniment petite à la bulle. Il montre que les équations auxquelles il aboutit sont formellement identiques à celles obtenues par DAVIES et TAYLOR (D3) pour le mouvement des bulles dans un liquide peu visqueux et conduisent donc à la même relation entre la vitesse de la bulle et le rayon de courbure de son front supérieur (voir ci-dessous 1.3.2.1.). Ces équations montrent d'autre part que les lignes de courant fluide au voisinage de la bulle sont différentes suivant le rapport de la vitesse de la bulle à la vitesse interstitielle du fluide.

2. LES TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

Ces techniques sont très variées. Chacune se caractérise par le choix d'une propriété liée à l'homogénéité du lit et susceptible de la définir, par le choix de la taille de la cellule de mesure (mesures locales et mesures globales)

enfin par la grandeur utilisée pour caractériser la texture. Cependant, à travers ces méthodes diverses dont certaines ont été employées et perfectionnées successivement par divers auteurs, on distingue une évolution vers une analyse de plus en plus détaillée de la texture du lit.

En effet, l'étude bibliographique qui va suivre montre comment on s'est contenté, au début, de définir et de mesurer un indice d'homogénéité global; puis comment on a étudié les variations locales de cet indice en différents points du lit; comment on a ensuite relié les fluctuations observées à l'existence de deux "phases", "bulle" et "pseudo-liquide" dont on a étudié la répartition au sein du lit; enfin, comment on s'est attaché à étudier le comportement d'une bulle isolée dans un lit fluidisé.

Nous verrons successivement les méthodes fondées sur l'étude des fluctuations de pression, puis les méthodes qui utilisent les variations de capacité et enfin les méthodes fondées sur l'absorption d'un rayonnement.

2.1. Les méthodes utilisant les variations de pression

SHUSTER et KISLIAK (S5) utilisent les fluctuations de la perte de charge totale sur toute la hauteur du lit mesurée au moyen d'une membrane et d'une jauge de contrainte; ce dispositif possède une constante de temps suffisamment faible pour transmettre les fluctuations de pression à mesurer. Ils expriment leurs résultats au moyen d'un indice d'hétérogénéité défini comme le rapport de l'amplitude des fluctuations de pression à leur fréquence apparente. Cette définition semble conduire à un indice difficilement utilisable pour comparer des résultats expérimentaux obtenus dans des conditions très différentes, car il est difficile de lui attribuer une signification physique précise.

BOETTGER (B9), HEIDEL (H4), HENWOOD et THOMAS (H5) reprennent des méthodes analogues.

REBOUX (R2) a mis au point un micromanomètre immergé dans le lit dont le capteur est constitué d'une enceinte limitée par le plateau mobile d'un condensateur dont les fluctuations de capacité enregistrées, reproduisent les fluctuations de pression. MINART (M4) adjoint à l'appareil de REBOUX un intégrateur composé d'un thermocouple à vide et d'un fluxmètre qui donne directement l'énergie des fluctuations de pression, retenue comme critère d'hétérogénéité.

TEOREANU (T1) mesure les fluctuations de pression à différentes hauteurs et caractérise l'hétérogénéité du lit par les écarts-types des fluctuations de porosité au sein du lit.

ROWE et STAPLETON (R6) font une étude statistique de l'influence des paramètres de la fluidisation sur les fluctuations de la perte de charge totale à travers le lit. Ils y associent des observations de la taille des bulles, de l'expansion du lit et des oscillations de la colonne.

REUTER (R4) utilise un micromanomètre immergé pour étudier la répartition des pressions autour d'une bulle artificiellement engendrée par un injecteur d'air à la base du lit. En même temps, il réalise des photographies montrant la forme de ces bulles et le tassement des particules qui les entourent.

2.2. La Méthode capacimétrique

Mise au point simultanément par DOTSON (D6) et par MORSE et BALLOU (M5),

elle a été utilisée depuis dans de nombreuses études (D7, M1, B2, B3, B4, B5, L1). Elle consiste à enregistrer les variations de capacité d'un condensateur immergé au sein du lit et à dépouiller ces enregistrements pour obtenir un indice d'hétérogénéité défini comme le rapport d/f de la valeur relative des variations de capacité à la fréquence apparente f des fluctuations. La définition de cet indice est justifiée par le fait que les grosses bulles qui augmentent l'hétérogénéité provoquent des variations de capacité de forte amplitude mais de faible fréquence.

Certains auteurs (D7, B3, L1) tiennent compte de la non linéarité de la relation qui lie la capacité à la densité apparente du lit en utilisant une courbe d'étalonnage donnant la correspondance entre la densité et la capacité; cette courbe est préalablement établie en lit fixe. Ainsi, DOTSON (D7) effectue une analyse statistique de l'influence de cinq paramètres sur l'homogénéité de la fluidisation et recherche également les interactions de ces divers paramètres deux à deux. Ainsi, de même, BAKKER et HEERTJES (B5) mesurent les variations de porosité moyenne avec le niveau de la sonde dans le lit.

Enfin, LANNEAU (L1) est le premier à interpréter les résultats des enregistrements de fluctuations de capacité à la fois au moyen d'un indice d'hétérogénéité et au moyen d'un modèle à deux "phases". Au moyen de deux sondes capacimétriques très petites (pour introduire le moins de perturbation possible dans l'écoulement), placées l'une au-dessus de l'autre dans le lit, il détermine la vitesse des bulles, leurs dimensions et la densité de la phase "pseudo-liquide".

Récemment, ANGELINO, CHARZAT et WILLIAMS (A1) ont construit un appareillage capacimétrique externe qui leur permet de détecter les fluctuations de capacité dues au passage des bulles à différents niveaux, à travers la paroi non métallique de la colonne. Ils utilisent cet appareil pour mesurer la vitesse de bulles de gaz injectées, soit dans un liquide, soit dans un lit fluidisé et étudient ainsi la relation entre la vitesse de la bulle et son volume.

2.3. Les méthodes par absorption du rayonnement

Les matériaux que l'on fluidise étant généralement opaques, il n'est pas possible d'employer un rayonnement visible. Cependant REIS (R3) mesure l'intensité d'un faisceau lumineux transmis à travers un réacteur de faible épaisseur et HABIB (H1) utilise cette méthode pour étudier un milieu très dilué, constitué par les poussières entraînées à partir d'un réacteur fluidisé.

Mais généralement, on utilise l'absorption d'un rayonnement invisible X ou Gamma. Ces méthodes ont pour avantage de ne nécessiter aucune sonde à l'intérieur du lit et ainsi de ne pas perturber la fluidisation. Un étalonnage préalable de l'appareil permet de convertir les fluctuations de l'intensité de rayonnement transmise en fluctuation de masse spécifique du lit.

GROHSE (G2) détermine ainsi le profil de concentration suivant l'axe d'un lit fluidisé, par une technique d'absorption de rayons X. BARTHOLOMEW et CASSAGRANDE (B6) utilisent l'absorption d'un rayonnement gamma pour étudier l'entraînement de catalyseur dans un transport pneumatique. FAN, LEE et BAILLIE utilisent la même technique pour étudier la variation de la concentration en particules le long de l'axe du lit. BAILLIE, FAN et STEWARD (B1) définissent un indice d'hétérogénéité comme le rapport de l'écart-type des fluctuations de comptage observées au scintillomètre lorsque le rayonnement a traversé le lit fluidisé à l'écart-type de ces mêmes fluctuations lorsque le rayonnement a traversé le lit fixe (dans ce dernier cas les fluctuations sont dues aux fluctuations de l'émission de la source). Cette méthode de définition de l'hétérogénéité est évidemment très empirique et liée aux

conditions opératoires.

SCHUGERL, MERZ et FETTING (S4) font une étude très minutieuse de la transmission des rayons X à travers un lit fluidisé dans le but d'utiliser cette méthode pour étudier la perturbation apportée à la texture du lit par l'introduction du cylindre rotatif d'un viscosimètre. Ils déterminent les profils de densité moyenne et caractérisent l'hétérogénéité par la distribution statistique des fluctuations de densité dans le temps.

BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) sont les premiers à appliquer la technique d'absorption de rayons Gamma à la détermination des propriétés des bulles dans le lit. Ils mesurent, à l'aide d'un faisceau de rayons Gamma traversant une colonne rectangulaire de 7,5 sur 15 centimètres de côtés, la moyenne le long du faisceau de la densité du "pseudo-liquide", la moyenne le long du faisceau et dans le temps de la densité apparente du lit, l'écart quadratique moyen de la fluctuation dans le temps de la densité apparente du lit et la fréquence des pics d'intensité traduisant le passage des bulles. Ils en déduisent, moyennant des hypothèses sur la forme des bulles, les variations de la fréquence des bulles, de la distribution des dimensions de bulle et de leur vitesse avec les conditions expérimentales. Cette publication constitue l'étude la plus complète, à notre connaissance, sur les propriétés locales du lit fluidisé, la seule d'ailleurs avec celle de LANNEAU (L1) à mesurer les caractéristiques des bulles en place dans le lit fluidisé, sans injection. Nous reviendrons donc, plus en détail sur elle au cours du paragraphe discutant les résultats des différentes études que nous avons passées en revue.

Citons enfin l'étude de BOTTERILL et BLOORE (B 10) qui suivent l'effet des perturbations causées par une bulle introduite par un injecteur en bas du lit, en faisant tomber toute la colonne de fluidisation entre une source de rayon Gamma et un détecteur.

3. LES RÉSULTATS

Ces différentes méthodes ont permis d'étudier l'influence d'un certain nombre de paramètres sur la texture du lit fluidisé. Celle-ci est caractérisée, soit par un indice d'hétérogénéité dont la définition varie avec les auteurs, soit par les propriétés des bulles isolées; dans les deux cas, il est souvent difficile de comparer quantitativement deux résultats provenant d'auteurs différents. Nous allons cependant essayer de passer en revue les divers paramètres étudiés et de rapprocher, au moins qualitativement, les conclusions des divers auteurs. Nous relaterons dans un paragraphe séparé tous les résultats relatifs aux bulles.

3.1. Variation de l'homogénéité du lit avec divers paramètres

3.1.1. La vitesse du fluide

Les divers auteurs utilisent généralement un nombre sans dimension pour caractériser l'état de fluidisation du lit; mais là encore, il n'y a pas accord sur le choix de ce nombre. Les uns expriment les résultats en fonction du nombre de fluidisation, rapport de la vitesse du fluide rapportée au fût vide à la vitesse correspondante au minimum de fluidisation. D'autres auteurs rapportent leurs résultats à l'expansion du lit exprimée en pourcents de la hauteur du lit au repos. Enfin, certains se contentent de porter en abscisses la vitesse en unités quelcon-

ques. Pour passer d'un système d'unités à un autre, il faut soit connaître la vitesse minimale de fluidisation, soit pouvoir appliquer les relations de LEVA pour calculer l'expansion du lit.

En général, on constate que l'hétérogénéité croît avec le nombre de fluidisation pour les valeurs de celui-ci voisines de un; puis, les mesures de différents auteurs font apparaître un maximum (S5, D7, T1, L1). Pour DOTSON (D7) ce maximum se situe à une porosité voisine de 0,75; on retrouve cette valeur de l'abscisse du maximum dans les expériences de SHUSTER et KISLIAK (S5). Pour TEOREANU et RUCKENSTEIN, ce maximum correspond à une vitesse critique de passage d'un état de fluidisation hétérogène à un état de fluidisation quasi-homogène; dans cet état, les bulles traversées par une pluie de particules semblent se fondre dans le "pseudo-liquide". Cette explication est corroborée par les résultats de LANNEAU (L1) qui présente des courbes donnant la variation simultanée de la masse spécifique apparente des bulles et de la masse spécifique apparente du pseudo-liquide. On constate sur ces courbes que pour un nombre de fluidisation de l'ordre de 10 la masse spécifique apparente des bulles se met à augmenter, celle du "pseudo-liquide" diminue et on atteint finalement le stade où il y a entraînement des particules hors du lit et où il ne subsiste plus qu'une seule phase. En accord avec cette explication BAUMGARTEN et PIGFORD (B7), bien qu'ils considèrent les bulles comme pratiquement vides de particules, contrairement à LANNEAU, détectent une diminution de la taille et une augmentation de la fréquence des bulles à partir d'une certaine vitesse de l'air de fluidisation.

Enfin, les résultats de SCHUGERL, MERZ et FETTING (S4) confirment qualitativement cette interprétation. Ils caractérisent l'hétérogénéité par l'assymétrie de la distribution statistique des fluctuations de densité. Pour les faibles valeurs de la vitesse l'assymétrie est négative, ce qui signifie que les états de faible densité se produisent relativement plus souvent. Cela correspond à un nombre élevé de petites bulles. Pour les valeurs moyennes de la vitesse l'assymétrie est nulle ce qui correspond à une distribution approximativement normale. Pour les vitesses élevées, l'assymétrie est positive : les états correspondant à de fortes densités se produisent relativement plus fréquemment : les bulles sont moins fréquentes, mais plus grosses.

3.1.2. Influence de la masse spécifique du fluide

Peu d'auteurs ont étudié ce paramètre. LANNEAU, cependant, a travaillé à deux pressions d'air différentes et constaté un accroissement de l'homogénéité avec la densité de l'air.

3.1.3. Influence de la taille des grains

D'après MORSE et BALLOU, les matériaux fins s'expansent au delà du minimum de fluidisation sans formation de bulles alors que les matériaux plus gros se fluidisent avec apparition de bulles dès le minimum de fluidisation. Au contraire, dans les expériences de DOTSON (D7), les matériaux à gros grains donnent plus de bulles mais une meilleure uniformité à basse vitesse; les matériaux à grains fins donnent plus de "renards" et une meilleure uniformité à grande vitesse. La contradiction entre ces deux résultats montre que l'influence de la taille du grain est difficile à étudier car elle dépend d'autres paramètres. DOTSON constate d'ailleurs, dans certains cas, une interaction entre les paramètres hauteur du lit et taille des grains, le sens de la variation de l'uniformité avec la hauteur du li

n'étant pas la même suivant que l'on fluidise des matériaux gros ou fins. Il est probable qu'une interaction du même ordre existe entre la taille des grains et nombre d'autres paramètres, rendant par là toute conclusion générale difficile. Cependant, on peut dire malgré cela, qu'en règle générale les grains fins se fluidisent de façon plus homogène que les gros.

3.1.4. Influence de la granulométrie

Il est généralement admis qu'une poudre à granulométrie large se fluidise de façon plus homogène qu'une poudre à granulométrie serrée. Relevons l'observation faite par MORSE et BALLOU (M5) du fait que, pour une granulométrie large la hauteur totale du lit a une influence sur l'homogénéité alors qu'elle n'en a point pour une poudre à granulométrie serrée.

3.1.5. Influence de la masse spécifique des particules

Ce paramètre n'est généralement pas étudié dans les travaux sur la mesure de l'uniformité des lits fluidisés par gaz. Mais on a montré (Z1) qu'il n'existe pas de différence essentielle entre lit fluidisé homogène, généralement obtenu avec des liquides et lit fluidisé hétérogène, obtenu en utilisant un gaz comme agent fluidisant. En particulier, certains travaux ont eu pour but de montrer que l'on pouvait passer de la fluidisation homogène à la fluidisation hétérogène en conservant le même fluide (W3, J1, C1, S3, K3) et que la limite de passage de l'un à l'autre type pouvait approximativement se caractériser par un nombre de FROUDE égal à 1. Or, si on explique ce nombre pour des lits fluidisés en régime laminaire, on voit qu'il est proportionnel au carré de la différence entre la masse spécifique du solide et celle du fluide. Ces grandeurs vont donc certainement intervenir dans le degré d'hétérogénéité d'un lit fluidisé par gaz.

3.1.6. Influence de la hauteur du lit fixe

Les divers auteurs qui ont étudié ce paramètre s'accordent à conclure que l'adjonction d'une hauteur supplémentaire de poudre n'a pas d'influence sur l'homogénéité à un niveau donné au-dessus du distributeur. Cependant DOTSON (4) remarque que dans certaines conditions particulières, il peut ne pas en être ainsi. Pour les grandes vitesses de gaz, l'homogénéité décroît lorsque la hauteur totale augmente pour les poudres fines ou au contraire croît pour des poudres grosses. De même, ainsi que nous l'avons signalé au paragraphe 3.1.4., MORSE et BALLOU constatent une interaction entre les paramètres hauteur du lit et dispersion granulométrique.

3.1.7. Influence de la cote au-dessus du distributeur

C'est avec le débit d'air le paramètre le plus influent et celui qui a été de loin le plus étudié. Ainsi, on constate que l'indice d'homogénéité mesuré par des méthodes capacimétriques (M5, M1) semble présenter une variation linéaire avec la cote au-dessus du distributeur.

BAKKER et HEERTJES (B5) tracent des profils de densité moyenne le long de l'axe du lit. Ils distinguent trois zones : successivement la zone d'entrée où la

densité croît, la zone médiane, jusqu'à $Z = H$, où la densité moyenne est constante et la zone supérieure où se produisent les entraînements où la densité décroît.

SCHUGERL, MERZ et FETTING (S4) mettent en évidence un maximum de l'intensité relative des fluctuations de densité pour une cote égale aux trois-quarts de la hauteur du lit au repos, pour les faibles vitesses des gaz. Mais dans le cas général, cette intensité varie linéairement avec la cote.

3.1.8. Influence de la distance à la paroi

Ce paramètre n'est généralement pas étudié. Seuls, BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) donnent des profils latéraux de densité moyenne et de fréquence de bulles, dans une colonne rectangulaire.

3.2. Les propriétés des bulles

En ce domaine, on peut constater une nette évolution des préoccupations des divers chercheurs. Nous avons vu comment, en 1960, pour la première fois, les travaux de BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) et de LANNEAU (L1) s'orientent vers l'interprétation des résultats des mesures d'hétérogénéité de lit fluidisé en termes de tailles et vitesse des bulles. Très rapidement cette évolution a conduit à injecter dans un lit fluidisé, généralement au voisinage du minimum de fluidisation, des bulles dont la taille pouvait être contrôlée et à étudier le comportement de ces bulles isolées. Un des buts de ces études a été d'établir des relations entre la taille et la vitesse des bulles. Les études plus récentes, elles, se proposent d'étudier, généralement par des méthodes de traceurs colorés, les filets fluides au voisinage d'une bulle ceci dans le but de vérifier des théories hydrodynamiques de l'écoulement en lit fluidisé et également de prévoir les échanges gazeux entre les bulles et le pseudo-liquide. Nous parlerons de ces derniers résultats dans le paragraphe consacré à l'analyse des théories de l'hétérogénéité en lit fluidisé et nous allons présenter maintenant les résultats concernant la vitesse et la taille des bulles qui sont plus directement en rapport avec l'étude expérimentale que nous avons effectuée.

3.2.1. Relations entre la vitesse et la taille des bulles

Des corrélations entre ces deux grandeurs ont été présentées et vérifiées dans les travaux de DAVIDSON et ses collaborateurs (D1), de HARRISSON et LEUNG (H3) et récemment d'ANGELINO et ses collaborateurs (A1), en ce qui concerne les bulles injectées.

Généralement ces travaux portent sur des lits fluidisés au voisinage de la vitesse minimale de fluidisation, conditions dans lesquelles la turbulence du lit et les bulles gênent moins les observations. La conclusion de ces travaux est que la vitesse des bulles ne dépend que de leur volume et ne dépend pas des conditions de la fluidisation, si bien que l'on peut admettre des relations du type de celle établie par DAVIES et TAYLOR (D3) exprimant la proportionnalité entre la vitesse d'ascension d'une bulle de gaz dans un liquide peu visqueux et la puissance $1/6$ du volume de la bulle.

ANGELINO et al. (A1) arrivent à une relation de la même forme, mais mettent en évidence une très nette cassure dans la courbe représentant la vitesse des

bulles en fonction de leur volume. Cette cassure se produit pour un volume critique de la bulle injectée et correspond selon ces auteurs à deux régimes différents d'ascension de la bulle. Au-dessous du volume critique, la variation de la vitesse est proportionnelle à une puissance p du volume, p étant compris entre 0,6 et 1,4 suivant les expériences. Au-dessus du volume critique la vitesse ne varie pratiquement plus avec le volume. Ces résultats montrent que l'analogie entre le mouvement des bulles dans les lits fluidisés et dans les liquides ne saurait être complète. Les auteurs de ce travail relient l'existence de ce volume critique des bulles, qui se situe dans leurs expériences aux environs de 100 cm^3 , à l'existence de deux régimes d'écoulement dans les théories de DAVIDSON (D2) et de JACKSON (J1), régimes d'écoulement ouvert ou fermé suivant qu'il y a pénétration ou non des filets fluides à l'intérieur de la bulle.

BAUMGARTEN et PIGFORD ont établi pour des bulles non injectées que la vitesse des bulles v_B suivait une loi de la forme

$$v_B = k B^m$$

B étant le diamètre de la bulle et m un coefficient égal à $1/2$ pour B supérieur à 10 cm et égal à 2 pour B inférieur à 5 mm . Leurs expériences se situent surtout dans le domaine intermédiaire mais peuvent leur permettre de présumer, en comparant leurs résultats à la loi de Stokes pour les bulles dans les liquides, que tout se passe comme si le "pseudo-liquide" était assimilable à un liquide d'une viscosité de l'ordre de 10 stokes; il se trouve que ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés par MATHESON et al. (M2) en mesurant la viscosité du lit fluidisé au viscosimètre Stormer. Mais les auteurs préviennent eux-mêmes que ce résultat peut n'être qu'une coïncidence, le comportement rhéologique du lit fluidisé étant par essence très différent de celui d'un liquide.

En fait, ainsi que le fait remarquer JACKSON (J1), ces résultats différents ne sont pas en contradiction complète avec la théorie de DAVIES et TAYLOR (D3) pour les liquides. En effet, cette théorie prévoit simplement que la vitesse d'ascension d'une bulle de gaz dans un liquide est proportionnelle à la racine carrée du rayon de courbure du front supérieur de la bulle; la proportionnalité à la puissance $1/6$ du volume n'est donc acquise que si la forme de la bulle est indépendante de son volume, par exemple si on suppose la bulle sphérique.

3.2.2. Vitesse et volume des bulles en fonction des paramètres de la fluidisation

Dans ce paragraphe, nous commenterons essentiellement les résultats obtenus par BAUMGARTEN et PIGFORD (B7). Nous allons tout d'abord revenir sur leur méthode de mesure, afin de préciser certains points.

Rappelons que ces auteurs enregistrent les fluctuations de l'intensité de rayonnement gamma transmise à travers le lit fluidisé; que ces enregistrements sont réalisés avec différentes constantes de temps de l'appareil détecteur, afin de disposer les valeurs instantanées et des valeurs moyennes de la fluctuation de densité du lit; en même temps on mesure la moyenne quadratique de ces fluctuations au moyen d'un intégrateur à thermocouple. En supposant qu'une seule bulle traverse à la fois le faisceau de rayons (diamètre du faisceau 1 cm , longueur du lit traversé $1,4 \text{ cm}$), qu'elle est sphérique et qu'elle crée une impulsion carrée d'amplitude constante égale à l'amplitude moyenne, ils établissent une relation entre le diamètre moyen des bulles traversant le faisceau et les deux moyennes mesurées. D'autre part, sur les enregistrements, le nombre d'impulsions dépassant un certain

seuil correspondant au bruit parasite de la source de rayonnement, est égal au nombre de bulles pendant la durée de l'enregistrement. Enfin la répartition des largeurs d'impulsion permet d'avoir une répartition des diamètres de bulles. La vitesse des bulles est calculée à partir de la fréquence et du volume des bulles et de la fraction de volume qu'elles occupent; cette fraction de volume est supposée égale à la fraction moyenne de temps occupée par les impulsions.

Moyennant ces mesures et ces hypothèses, ils obtiennent des résultats montrant la croissance du diamètre et de la vitesse des bulles avec le débit d'air de fluidisation, avec la cote au-dessus du distributeur et des profils latéraux de fréquence de bulles. Ces résultats, bien qu'établis avec des matériaux bien plus fins (billes de verre de 73 microns et catalyseur de cracking) vont pouvoir être comparés aux valeurs correspondantes que doit nous fournir la méthode électrique.

3.2.3. Résultats concernant les filets fluides au voisinage d'une bulle

Nous n'avons pas parlé dans les techniques expérimentales des méthodes de traceurs colorés et de photographie de bulles telles qu'elles ont été utilisées pour montrer la forme des bulles et des filets fluides qui les entourent. Citons ici les études de REUTER (R4), photographiques, de ROWE et ses collaborateurs (B2, W4) en utilisant des bulles injectées contenant NO₂ comme colorant, de WACE et BURNETT (W1) qui utilisent la même technique mais filment l'ascension des bulles, et signalons que ces études ont permis de tracer approximativement les lignes de courant fluide autour de la bulle et de les comparer aux résultats théoriques de JACKSON (J1).

4. CONCLUSION

En résumé, nous pouvons conclure cette étude des publications concernant l'hétérogénéité des lits fluidisés en rappelant l'image de structure du lit à laquelle ont abouti tous ces travaux.

Tout d'abord, la distinction entre fluidisation homogène et fluidisation hétérogène s'est estompée; elle subsiste certes toujours pour délimiter les domaines de validité de certaines relations concernant la perte de charge et l'expansion du lit. Mais elle a été remplacée par la notion de stabilité et de vitesse de propagation des bulles. En ce domaine, malgré le nombre de publications et de résultats expérimentaux, seuls, LANNEAU (L1) et BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) proposent un ensemble de résultats concernant la taille et la vitesse des bulles non artificiellement injectées dans le lit. Il reste donc des résultats expérimentaux à rassembler en la matière.

CHAPITRE II

MESURES DE CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE

1. PRINCIPE DE LA MÉTHODE

1.1. Mesure de conductivité et texture des milieux diphasiques

Nous avons vu au Chapitre I que les différents travaux sur l'homogénéité du lit fluidisé hétérogène ont conduit la plupart des auteurs à adopter un modèle à deux phases, bulle et pseudo-liquide. Parmi les nombreuses méthodes qu'ont employées ces divers auteurs, aucune n'est fondée sur la conductivité électrique.

Cependant, dans la description de la texture d'un milieu à deux phases - (nous désignerons ainsi, de manière générale, tous les milieux composés de deux phases non miscibles, occupant des domaines élémentaires distincts, petits par rapport à l'étendue de la fraction du domaine étudiée) -, la méthode électrique occupe une place de choix, ainsi que l'ont montré PROST et LE GOFF (P3) dans une étude récente. Pour pouvoir appliquer cette méthode, il faut être en présence de deux phases de conductivités électriques très différentes, et même de préférence, d'une phase conductrice et d'une phase isolante. On caractérise alors la texture du milieu par un certain nombre de paramètres qui définissent une propriété géométrique moyenne du milieu. On mesure la conductivité électrique c , dans un certain volume du milieu à deux phases et on exprime sa valeur en la rapportant à la conductivité électrique c_0 du même domaine de la phase conductrice, prise comme unité. Moyennant une loi, empirique ou théorique, reliant la conductivité ainsi exprimée aux paramètres décrivant la texture, on détermine alors ces derniers.

Ceux-ci sont en nombre plus ou moins grand suivant que l'on veuille décrire, avec le même modèle, des milieux de texture plus ou moins diverse. Ainsi, s'est-on contenté, au début, de relier la conductivité électrique à la porosité α du milieu, définie comme la fraction de volume occupée par la phase conductrice. Puis, on a été obligé d'introduire le paramètre tortuosité pour rendre compte du fait qu'à porosité égale la conductivité variait avec la forme des domaines élémentaires constituant le milieu. Ce paramètre destiné, comme son nom l'indique, à traduire le rapport de la longueur du trajet tortueux suivi par les lignes de courant à la longueur du trajet rectiligne joignant les deux électrodes de mesure, a été en fait déterminé à posteriori, à partir de mesures de conductivité et on s'est aperçu alors qu'il

était susceptible de prendre des valeurs incompatibles avec la signification physique qu'on avait voulu donner à ce coefficient. C'est ainsi qu'on en arrive aux descriptions à trois ou quatre paramètres introduites par PROST et LE GOFF (P3) et destinées à fournir des modèles de tous les milieux à deux phases.

1.1.1. Conductivité des suspensions de grains isolants

Nous nous intéresserons uniquement ici aux milieux où la phase isolante est dispersée au sein d'une phase continue conductrice. En effet, nous verrons par la suite que le lit fluidisé hétérogène peut être assimilé à un tel milieu. Ce cas est également un des seuls à avoir reçu un traitement théorique, du moins dans des hypothèses simples.

On a commencé par assimiler les suspensions étudiées à des suspensions de sphères égales, situées aux noeuds d'un réseau cubique. C'est ainsi que MAXWELL (M3), puis RAYLEIGH (R1) et WIENER (W3) ont proposé la formule :

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha/2}$$

Cette formule a été utilisée successivement pour interpréter la conductivité des alliages métalliques (L2), du sang (F1) et des suspensions de crème dans le lait (F2). Cette formule a été étendue par FRICKE et MORSE (F3) au cas des globules ellipsoïdaux toujours répartis de la même manière. Ils obtiennent la relation :

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha/x}$$

x étant une fonction du rapport a/b des axes de l'ellipsoïde considéré.

Pour des suspensions de sphères réparties au hasard, SLAWINSKI (S2) propose la relation suivante vérifiée sur les suspensions d'huile de ricin :

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1}{1 + (\alpha/p) \left[\frac{(1+0,3219p)^2}{1-p} - 1 \right]}$$

avec $p = x \alpha^{2/3}$, x variant de 0,806 à 0,905 suivant la valeur de α

En 1935, BRUGGEMAN (B11) établit théoriquement la relation :

$$\frac{c}{c_0} = (1 - \alpha)^{3/2}$$

Cette relation est obtenue expérimentalement en 1955 par DE LA RUE et TOBIAS (D5) pour des particules en suspension de formes assez diverses. D'autres auteurs, dont PEARCE (P1), avaient proposé à la même époque, la relation empirique :

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1 - \alpha}{1 + v \alpha}$$

avec v voisin de 1/2.

Enfin, HIGUCHI (H6) établit théoriquement la relation

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha (K+2)/(4-K)}$$

applicable à des particules de forme quelconque; K étant une fonction de α qui dépend précisément de la forme des particules.

Cette relation est vérifiée par DEFIVES et GLADEL (D4) dans le but de l'appliquer à une étude de Génie Chimique, pour des suspensions d'heptane dans l'eau.

Enfin, PROST et LE GOFF (P3) appliquent la méthode de conductivité à l'étude d'une colonne à garnissage d'anneaux Raschig dans laquelle circulent un gaz et un liquide à contre courant.

En conclusion, nous remarquerons avec eux, que les différentes formules donnent des valeurs de la conductivité relative c/c_0 très voisines, surtout aux faibles valeurs de la porosité. Nous essaierons dans la seconde partie de ce chapitre, d'appliquer l'une d'elles aux résultats de mesure de conductivité en lit fluidisé.

1.1.2. Utilisation d'une sonde pour étudier la répartition des phases

Une autre manière d'utiliser la conductivité électrique d'un milieu à deux phases pour étudier sa texture est illustrée par les travaux de NEAL et BANKOFF (N2) et de NASSOS (N1). Ces auteurs déterminent la fréquence des bulles de gaz, leur vitesse et la fraction de volume qu'elles occupent dans des milieux diphasiques constitués soit d'azote et de mercure (N2), soit d'air et d'eau (N1), en plongeant dans le milieu une sonde constituée par une électrode ponctuelle qui transmet une impulsion chaque fois qu'elle sera englobée par une bulle isolante. Nous verrons au Chapitre III comment, indépendamment de ces travaux, nous avons mis au point une méthode tout à fait analogue pour l'étude des bulles dans le lit fluidisé. Le mode d'exploitation des résultats que nous exposons dans ce chapitre est préconisé dans une publication de ANDERSON (A2) parue alors que ces lignes étaient en cours de publication.

Ainsi, la mesure de conductivité électrique apparaît comme une méthode susceptible de permettre l'étude de la texture d'un milieu à deux phases. Or, nous l'avons dit au début de ce paragraphe, elle n'a pas été utilisée, à notre connaissance, pour l'étude du lit fluidisé.

1.2. Conductivité électrique du lit fluidisé

D'ailleurs, la conductivité électrique du lit fluidisé en tant que telle n'a pratiquement pas été étudiée, si bien que la littérature ne permet pas de prévoir les conditions d'existence de cette conductivité, ni son mécanisme. Ceci malgré l'existence de deux brevets sur le chauffage électrique de lits fluidisés. En effet, en 1932, F. WINKLER (W4) propose un appareil comprenant une chambre de réaction à lit fluidisé pourvue de plaques d'alliage planes servant d'électrodes, formant des parois opposées de la chambre de façon que le courant électrique qui circule entre les électrodes traverse le lit fluidisé de particules de coke. Cet appareil a été conçu pour produire du gaz à l'eau à partir de vapeur d'eau et de coke de lignite granulé. Mais on se heurte à de sérieuses difficultés lorsqu'on essaye de faire fonctionner les appareils décrits par WINKLER en élevant la température de travail au-dessus de 900°. C'est pourquoi, bien que les appareils du type WINKLER soient connus depuis plus d'un quart de siècle, et que des suggestions aient été

faites pour l'utilisation d'appareils de ce type pas plus tard qu'en 1949 par GARBO (G1) pour la réduction de composés de zinc en vapeur de zinc métallique et en 1957 par PEVERE (P2) pour des réactions chimiques activées par des décharges électriques, on ne connaissait pas, jusqu'en 1958, d'appareils de ce genre fonctionnant à une échelle industrielle.

En 1958 aux Etats-Unis et en 1959 en France, était déposé un brevet (J3), au nom de JOHNSON, par la SHAWINIGAN CHEMICALS Limited, résidant au Canada. Un procédé y était décrit permettant de chauffer un lit de coke fluidisé jusqu'à des températures atteignant 1400°C en y plongeant deux électrodes parcourues par des courants de quelques dizaines d'ampères sous 220 volts. Dans les publications ultérieures (J2) sur le procédé, on trouve certains détails sur l'application du procédé à la fabrication d'acide cyanhydrique dans un réacteur à lit de coke, fluidisé par un mélange d'ammoniac et d'hydrocarbures légers telle qu'elle a été montée à la SHAWINIGAN. On ne trouve par contre que peu d'indications sur la nature des phénomènes électriques dans ces réacteurs. L'auteur semble cependant insister sur le fait qu'en marche normale, le transport de courant obéit à la loi d'Ohm.

Portée récemment à notre connaissance, une nouvelle méthode, fondée sur la conductivité électrique d'un lit de coke, a été mise au point par HAYAKAWA, GRAHAM et OSBEG (H8); ces auteurs ont utilisé la différence de conductivité en lit fixe de deux coques pour mesurer au moyen d'une sonde conductimétrique locale le taux de mélangeage au sein du lit fluidisé. Certains de nos résultats concernant le caractère non linéaire des caractéristiques tension-intensité des lits fluidisés de coke sont en accord avec les observations de ces auteurs, ainsi que nous l'exposerons au chapitre consacré à la présentation de ces résultats.

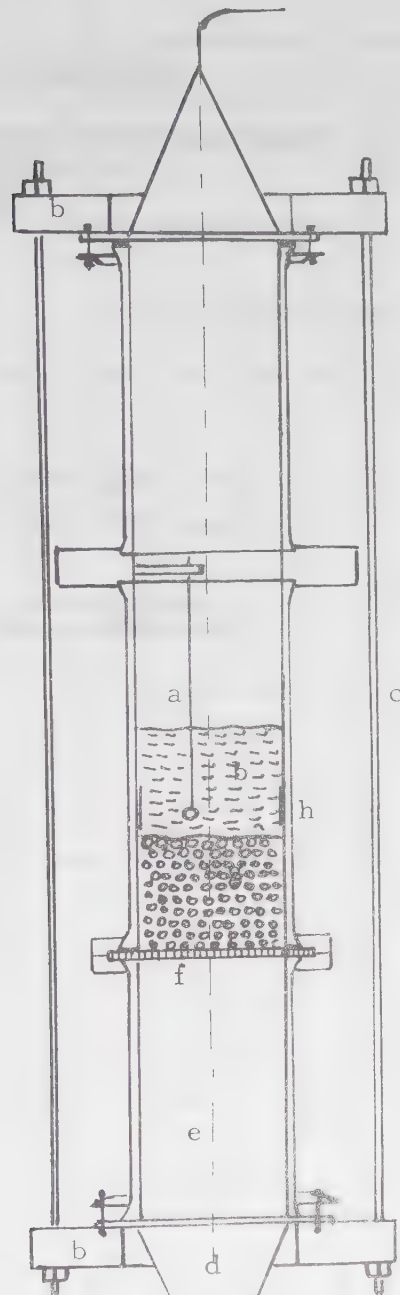
D'autre part, dans un domaine différent, il nous faut citer les études de CIBOROWSKI et WLODARSKI (C2 à C4) et de KONCAR-DIUDJEVICS et VUKOVIC (K1 et K2) sur les phénomènes électrostatiques en lit fluidisé. Ces auteurs étudient les différences de potentiel électrostatique qui apparaissent entre la masse et des objets métalliques plongés dans le lit fluidisé. Pour des lits de polystyrène ou de polyacétate de vinyle (C3), on voit apparaître des tensions de l'ordre de plusieurs milliers de Volts sur des électrodes plongées dans le lit même si certaines parties de la colonne sont à la masse. Mais KONCAR-DIUDJEVICS (K1) fait remarquer qu'il n'a observé d'effet électrostatique, ni dans le cas où les particules fluidisées étaient métalliques, ni dans celui où l'air de fluidisation avait un taux d'humidité supérieur à 30 %. Nous avons vérifié que l'effet électrostatique ne se manifestait pas dans nos expériences, avec les matériaux que nous utilisons, en mesurant au voltmètre électronique "Lemouzy" la tension des électrodes après plusieurs heures de fluidisation, en l'absence de source de tension extérieure.

Devant ce faible nombre de renseignements, il nous restait, après avoir vérifié expérimentalement l'existence et l'ordre de grandeur d'une telle conductivité, à faire différentes hypothèses sur sa nature et à comparer nos résultats avec les conclusions que nous avons pu tirer de ces hypothèses.

En fait, l'ordre de grandeur de la conductivité mesurée (voir paragraphe suivant) nous a conduit à admettre que le transport de courant d'une électrode à l'autre était assuré à chaque instant par des ponts continus de grains; cet ensemble de chemins conducteurs constitue un milieu que nous avons assimilé à un milieu continu conducteur, le pseudo-liquide. L'ensemble de ces chemins est constamment perturbé par le passage de bulles d'air isolantes qui montent à travers le pseudo-liquide. Ainsi, nous voyons que, dès l'abord, les premières mesures de conductivité nous ont permis de donner une confirmation indirecte et qualitative du modèle à deux phases généralement adopté pour le lit fluidisé hétérogène. Nous verrons dans le paragraphe relatif aux résultats expérimentaux que les autres mécanismes qui ont pu

Figure 1

LA COLONNE DE FLUIDISATION



a : élément "Pyrex"
b : lit fluidisé
b : bride
c : tirants

d : cône inoxydable
e : section calmante
f : support poreux "Vyong"
g : lit de billes de verre

Figure 2

SCHEMA GENERAL DU MONTAGE DE FLUIDISATION

a : arrivée d'air; b : robinets de réglage du taux d'humidité;
 c humidification; d : séchage; e : mélange; f : rotamètre;
 g : inversion du débit; h : colonne; i : cyclone; j : manomètre;
 k : psychromètre.

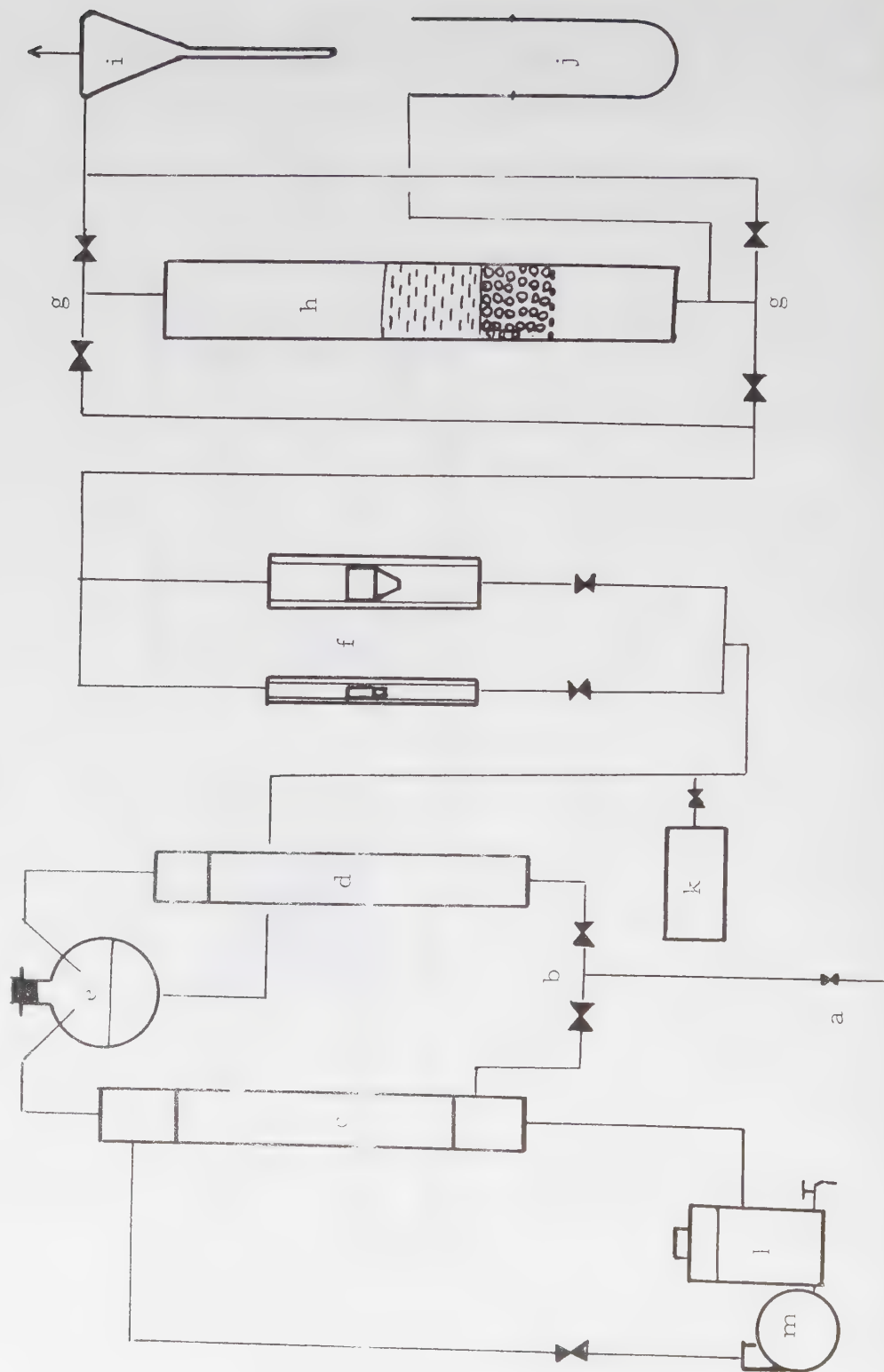
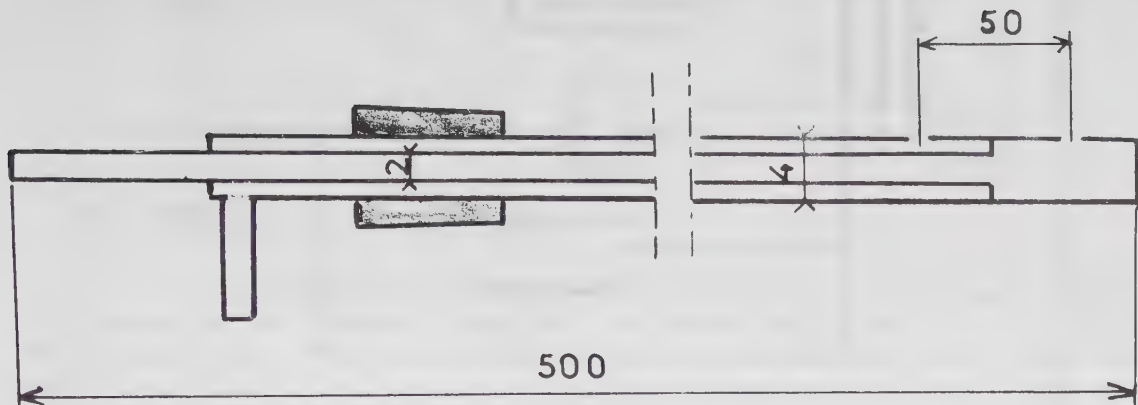


Figure 3

SONDE DE MESURE DE PRESSION



Echelle 2 - Cotes en mm

Figure 4

LES ELECTRODES



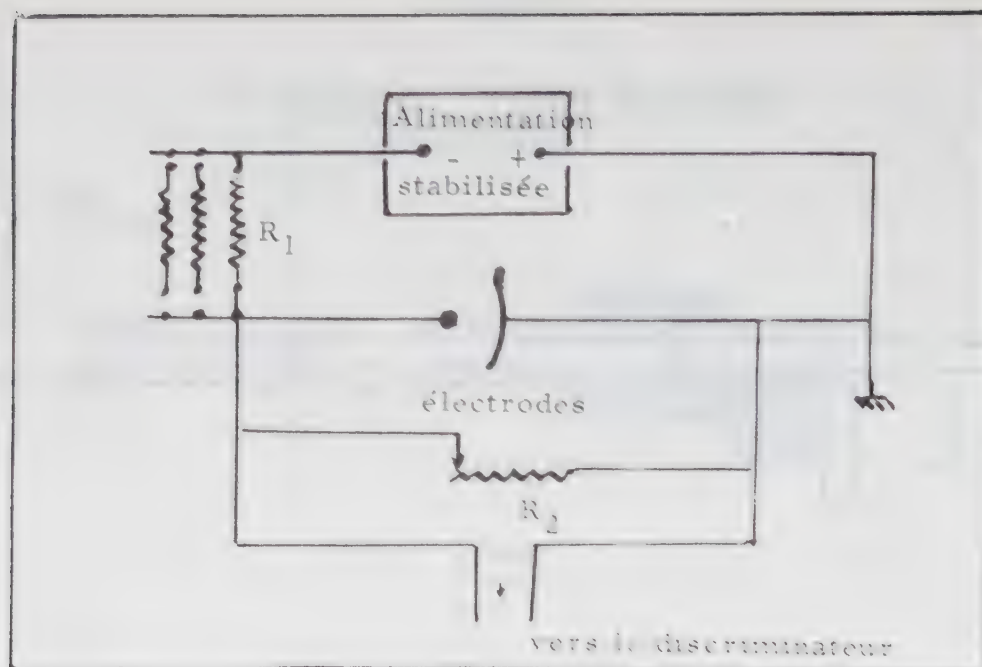


Figure 4 : LE CIRCUIT CONTINU

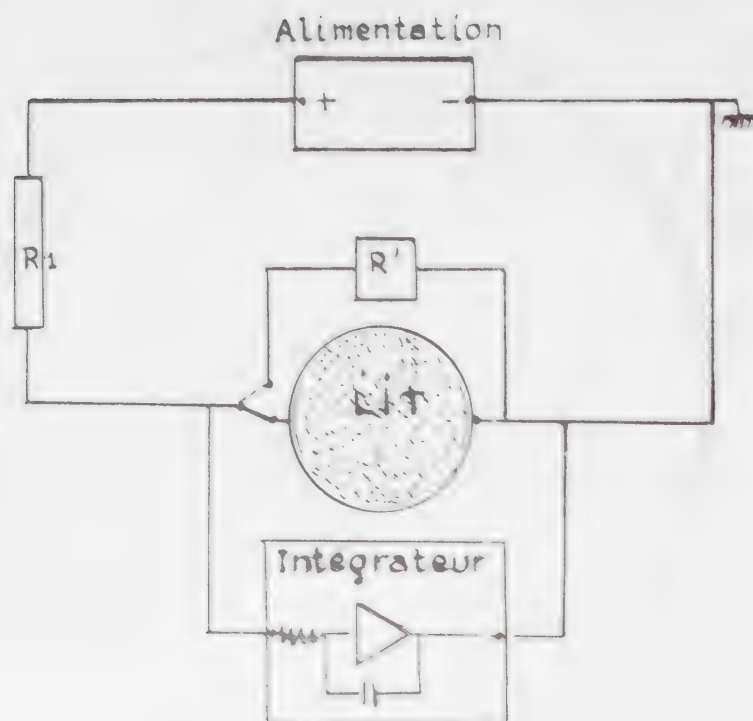


Figure 5

CIRCUIT DE MESURE
DE LA RESISTANCE MOYENNE

être envisagés pour expliquer la conductivité du lit fluidisé ne correspondaient pas aux ordres de grandeur expérimentalement déterminés. Mais auparavant, nous allons décrire la technique expérimentale utilisée et les résultats qu'elle a permis d'obtenir.

2. LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE

2.1. L'appareil de fluidisation

La colonne (fig. 1) est constituée d'éléments (a) en verre "SOVIREL" de 10 centimètres de diamètre intérieur, maintenus entre deux brides (b) serrées par des tirants (c). Nous avons également utilisé une colonne de 5 centimètres de diamètre pour une partie des expériences. A la base de la colonne, l'air pénètre par un cône (d) en acier inoxydable et une longueur droite en verre (e), jouant le rôle de section calmante. L'air est distribué par une plaque (f) en polyéthylène poreux ("Vyon") sur laquelle repose un lit (g) de 10 cm de haut de billes de verre de deux millimètres de diamètre.

L'air (fig. 2) est fourni, propre et sec et comprimé à 7 kg/cm² par les compresseurs à membrane ("Corblin") de l'installation générale du laboratoire. Il est détendu à 4 kg/cm² par un dispositif de régulation pneumatique à action proportionnelle ("Masoneillan") faisant également partie de l'installation du laboratoire. Puis, il est laminé à travers un simple robinet ou détendu par un mano-détendeur, suivant les débits à obtenir.

Pour la mesure du débit, on dispose d'une batterie de trois rotamètres en parallèle (rotamètre "Otic-Fisher"); la gamme de débit ainsi couverte s'étend de 20 l/h à 50 m³/h. Le débit peut être maintenu constant à 3 % près.

La perte de charge totale dans la colonne peut être mesurée grâce à une prise de pression située en dessous du support poreux et à un manomètre (j) à tube en U rempli d'eau. La perte de charge par unité de hauteur peut être mesurée au moyen d'une sonde (fig. 3) reliée à un manomètre incliné à huile par des tubes capillaires afin d'amortir les fluctuations.

Une installation de contrôle du degré hygrométrique de l'air peut être mise en circuit lorsqu'il est nécessaire de faire varier le degré hygrométrique de l'air de fluidisation. Elle comprend en parallèle une colonne d'humidification (c) à garnissage d'anneaux-serpentins et circulation d'eau à contre-courant et une colonne de séchage (d), garnie de gel de silice. Les deux courants d'air saturé et d'air sec sont mélangés dans un ballon (e) garni d'anneaux serpentins. Le taux d'humidité est mesuré par un humidimètre ou par un hygromètre à point de rosée (h).

2.2. Le montage électrique

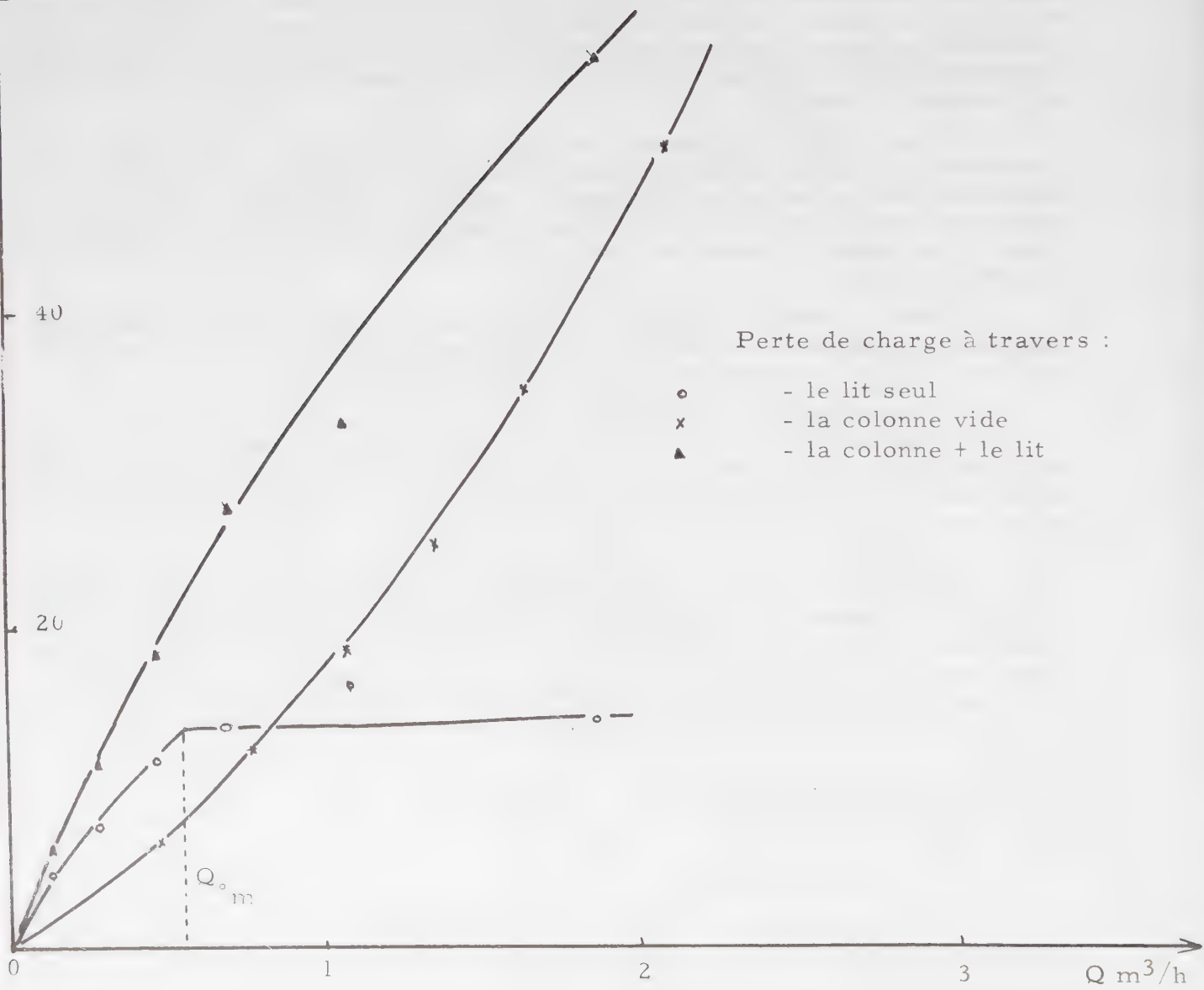
2.2.1. Les électrodes

Après avoir essayé diverses formes d'électrodes portées sur des supports analogues aux sondes utilisées dans les mesures capacimétriques, nous avons utilisé pour nos mesures définitives deux plaques de cuivre de 7 cm de long et 1 cm de large collées à la paroi de la colonne et branchées par des fils isolés collés le long d'une génératrice de la colonne (fig. 4). Nous verrons par la suite que...

Figure 6

DETERMINATION DE LA VITESSE MINIMALE
DE FLUIDISATION

P
cm d'eau



avons fait des mesures de résistances relatives. Aussi, n'était-il pas nécessaire de déterminer le facteur géométrique reliant la résistivité à la résistance mesurée entre les électrodes.

2.2.2. Le circuit de mesure (fig. 5)

L'alimentation en tension continue est assurée par un générateur de tension continue stabilisée, réglable de 220 à 500 volts.

Aux bornes de ce générateur, sont branchés en série une résistance R_1 commutable et les électrodes. La résistance R_1 a une valeur grande vis-à-vis de la résistance du lit que l'on se propose de mesurer de manière à pouvoir considérer l'intensité comme constante. L'ensemble du générateur et de la résistance R_1 peut donc être considéré comme un générateur à intensité stabilisée, d'impédance de sortie variable.

La tension entre les deux électrodes est donc proportionnelle à la résistance du lit fluidisé dans la portion du lit explorée. Mais cette tension apparaît encore très fluctuante sur l'écran d'un oscilloscope. Pour en avoir une valeur moyenne, nous en avons effectué l'intégration pendant un temps T , au moyen de l'intégrateur analogique (BR 2 de "Lemouzy"). Cet appareil permet d'effectuer des intégrations au sens mathématique : une tension d'entrée $u(t)$ est convertie en une tension de sortie $v(t) = \frac{1}{\theta} \int_0^T u(t) dt$; θ , constante d'intégration de l'appareil peut être choisie égale à 1,5, 25, 100 et 500 s.

2.3. Matériaux

Le choix d'un matériau granulé conducteur a constitué un des points les plus délicats du début de ce travail. En effet, les poudres métalliques sont presque toujours recouvertes d'une pellicule d'oxyde qui les rend absolument isolantes et qui se reforme pratiquement instantanément à l'air; ainsi nous avons pu mesurer des résistivités en lit fixe allant jusqu'à 10^{11} Ohms x cm dans de la poudre de bronze en grains sphériques de 200 microns de diamètre. Après avoir consulté la littérature sur les résistances de contact, (essentiellement (H7)), il nous est apparu que, seuls, pouvaient convenir l'argent ou le carbone. Nous avons d'abord essayé de fluidiser des billes de verre recouvertes d'une pellicule d'argent déposée par voie chimique. Mais cette pellicule était rapidement arrachée par frottement des particules les unes sur les autres durant la fluidisation.

A la suite de quoi nous avons utilisé les matériaux suivants :

1°) des billes de polystyrène sulfoné, grains sphériques de diamètre moyen 73 microns. La résistance en lit fixe de ces résines est de l'ordre de 0,5 mégohms et est très sensible à la quantité d'humidité absorbée par le produit.

2°) Nickel en grains de 80 à 160 microns de diamètre de tamisage, recouverts électrolytiquement d'une pellicule d'argent qui assure une résistance en lit fixe de 0,5 kilo-ohms.

3°) Carbone en grains sphériques (calibrés de 600 et 800 microns, dont la résistance en lit fixe est de l'ordre de 50 ohms.

4°) Coke broyé en grains de 630 à 800 microns de diamètre de tamisage, dont la résistance en lit fixe est de l'ordre de 50 ohms.

Tous les ordres de grandeur de résistance donnés ci-dessus ont été mesurés

dans la colonne de fluidisation entre les électrodes. Il n'est pas possible de les préciser davantage, étant donné la difficulté d'obtenir une reproductibilité de tassement et la sensibilité de la mesure de conductivité aux moindres vibrations appliquées au lit. Nous reviendrons plus loin sur ces mesures de résistance en lit fixe.

Le Tableau I, ci-après, (page 22), résume les propriétés de ces divers matériaux.

2.4. Mode opératoire

2.4.1. Détermination de la vitesse minimale de fluidisation

Rappelons que la vitesse minimale de fluidisation est la vitesse de l'air pour laquelle s'opère le passage du lit fixe au lit fluidisé. Les vitesses de l'air dont on tient compte sont des vitesses rapportées au fût vide, c'est-à-dire obtenues en divisant le débit d'air à travers le lit par la section de la colonne supposée vide. Nous désignerons par la suite par "lit au minimum de fluidisation" un lit de grain traversé par un courant d'air ascendant à la vitesse minimale de fluidisation.

En traçant la courbe donnant la perte de charge en fonction de la vitesse de l'air à travers le lit, on observe une cassure pour le minimum de fluidisation. En dessous du minimum de fluidisation, le lit est fixe : la perte de charge totale à travers le lit est une fonction croissante de la vitesse de l'air donnée par les relations classiques de perte de charge à travers un lit de grain. Au-dessus du minimum de fluidisation, en lit fluidisé, la perte de charge totale à travers le lit est constante, égale au poids du lit divisé par la section de la colonne. Ainsi, détermine-t-on de manière classique, à la suite de LEVA (13) la vitesse minimale de fluidisation. C'est ce que nous avons fait.

Pour mesurer la perte de charge à travers le lit seul, nous avons fait la différence entre la perte de charge totale à travers le lit et son support et la perte de charge à travers le support seul.

C'est ce que représente la figure 6 relativement au matériau 1. Les vitesses minimales de fluidisation ainsi mesurées sont portées en sixième colonne du Tableau I et seront considérées dans la suite de ce travail comme caractéristiques de chaque matériau.

2.4.2. Mesure de la porosité

La porosité ϵ est définie comme le rapport du volume du lit vide de grain au volume total du lit. Pour la déterminer il suffit d'écrire que la perte de charge Δp à travers l'ensemble du lit fluidisé est égale au poids du lit M_g divisé par la section de la colonne S . Si la hauteur du lit dans un certain état de fluidisation est h , la perte de charge par unité de hauteur, $\Delta p/h$ est égale au poids spécifique apparent $(1 - \epsilon) \rho_s$ g du lit. C'est ce qu'expriment les relations ci-dessous :

$$M_g = (1 - \epsilon) \rho_s V = \Delta p S \quad (1)$$

$$\frac{\Delta p}{h} = (1 - \epsilon) \rho_s g \quad (2)$$

où ρ_s est la masse spécifique des grains, V le volume total du lit.

TABLEAU I

LES MATÉRIAUX

N°	Matériau	Forme	Diamètre moyen	Granulométrie	V ₀ (9) m cm/s	R (1) Ohm	Masse spécifique g/cm ³	Fournisseur
1	Polystyrène sulfoné	sph.	73 μ	32 - 90 μ ⁽²⁾	2,1	0,5 10 ⁶	1,36 (3)	PROSIM
2	Nickel Argenté	qcq.		80 - 160 μ	3,5	0,5 10 ³	8,90 (4)	BAUDIER et RENEKA (argentine)
3	Carbone	sph.	600 μ	595 - 605 μ ⁽²⁾	17,1	0,5 10 ²	1,64 (5)	LE CARBONE LORRAINE
4	Carbone	sph.	800 μ	795 - 805 μ ⁽²⁾	30,5	0,5 10 ²	1,64 (5)	LE CARBONE LORRAINE
5	Coke	qcq.		630 - 800 μ	25	0,5 10 ²	1,60 (6) 1,75 (7) 1,85 (8)	Broyé au laboratoire

(1) Ordre de grandeur de la résistance en lit fixe mesurée dans la colonne.

(2) Détermination par comptage au microscope de cinq fois cent particules.

(3) Indiquée par le fabricant.

(4) Mesurée par pycnométrie dans l'eau.

(5) Calculée à partir de la mesure du diamètre des particules et la pesée de 100 particules.

(6) Déterminée par pycnométrie dans l'eau.

(7) Déterminée par pycnométrie dans le benzène.

(8) Déterminée par la méthode d'Ergun.

(9) Déterminée expérimentalement par mesure de la perte de charge.

sph. : sphérique - qcq : quelconque

En fait, la surface libre du lit étant mal définie, on ne peut connaître avec précision la hauteur h du lit fluidisé. Par contre, on peut mesurer le rapport $\Delta p/h$ à l'aide de la sonde de la figure 3, plongée au sein du lit, la distance entre les deux prises de pression étant connue et fixe. La perte de charge que l'on mesure ainsi est faible (pour le coke, par exemple, elle est de l'ordre du centimètre d'eau). D'autre part, elle est fluctuante; il s'agit d'en déterminer la valeur moyenne. C'est pour ces deux raisons que nous avons utilisé un manomètre à huile incliné relié à la sonde par des tubes souples fins qui amortissent les fluctuations. La valeur ainsi mesurée est très peu précise.

Pour obtenir la valeur de la porosité, il faut en plus connaître la masse spécifique des grains ρ_s . Il n'y a pas de difficulté à déterminer cette masse spécifique pour les grains des matériaux 1, 2, 3 et 4 qui ne sont pas poreux. Nous l'avons fait par picnométrie dans l'eau ou le benzène, en ayant soin de faire le vide dans le picnomètre avant de verser le liquide sur la poudre pour obtenir un meilleur mouillage des grains. Les résultats sont consignés dans le Tableau I, colonne 8.

Mais pour mesurer la masse spécifique du coke, il y a une difficulté. En effet, les grains sont fortement poreux. La masse spécifique déterminée par picnométrie dans l'eau est différente de celle obtenue par picnométrie dans le benzène, car les deux liquides ne pénètrent pas également profondément dans les pores. Aussi la masse spécifique à faire intervenir pour calculer la porosité du lit ne peut-elle être déterminée que par mesure de perte de charge. C'est pourquoi, nous avons employé une méthode due à ERGUN (E1) fondée sur la mesure de la perte de charge en lit fixe.

ERGUN a établi une relation donnant la perte de charge à travers un lit de grains en fonction du débit d'air qui le traverse, soit :

$$\frac{\Delta p}{h v_0} = A + B v_0 \quad (3)$$

où Δp est la perte de charge

h la hauteur du lit

v_0 la vitesse de l'air dans la colonne vide

et A et B deux coefficients qui dépendent de la porosité et du facteur de forme :

$$A = k_1 \eta \frac{S_v^2}{v} \frac{(1 - \epsilon)^2}{\epsilon^3} \quad (4)$$

$$B = k_2 \frac{S_v}{v} \rho_a \frac{(1 - \epsilon)}{\epsilon^3} \quad (5)$$

où k_1 et k_2 sont des constantes

η est la viscosité de l'air

ρ_a sa masse spécifique

S_v la surface spécifique liée au diamètre équivalent D_p et au facteur de forme φ par la relation

$$S_v = 6/\varphi D_p$$

Les résultats d'ERGUN, fondés sur des mesures de perte de charge dans les lits de coke conduisent aux valeurs de k_1 et k_2 suivantes :

$$k_1 = 4,2$$

$$k_2 = 0,48$$

Nous avons utilisé ces valeurs.

Nous avons tracé la droite représentative de la fonction $\Delta p/hv_0$ en fonction de v_0 à partir des mesures expérimentales de p . Nous avons ainsi déterminé A et B. Puis par les relations (4) et (5), nous avons calculé la porosité du lit fixe :

$$\xi_0 = \sqrt[3]{\frac{A}{B^2} \frac{\rho_a^2}{\eta} \frac{k_2}{k_1}} \quad (6)$$

Connaissant la masse du lit fixe et sa hauteur H, nous en déduisons la masse spécifique apparente :

$$\rho' = \frac{M}{H S}$$

et la masse spécifique des grains :

$$\rho_s = \frac{\rho'}{1 - \xi_0}$$

La valeur ainsi obtenue est reportée sur le Tableau I. Elle est beaucoup plus faible que les valeurs déterminées par pycnométrie dans l'eau ou dans le benzène.

Les résultats expérimentaux relatifs à cette mesure et les calculs correspondants sont reportés en Annexe F. Signalons également que l'on peut, à partir de cette mesure, obtenir la valeur de la vitesse minimale de fluidisation. C'est l'abscisse de la courbe donnant la perte de charge par unité de hauteur en fonction de la vitesse. La valeur ainsi trouvée est de 27 cm/s et diffère notablement de la valeur déterminée à partir de la mesure de la perte de charge totale (25 cm/s). La précision de la mesure est moindre par la seconde méthode.

2.4.3. Détermination de la résistance en lit fluidisé

2.4.3.1. Réglage du taux d'humidité

Avant toute expérience effectuée avec le matériau 1 (polystyrène sulfoné), il était nécessaire de mettre en équilibre le lit de résine avec l'humidité de l'air choisie. Pendant deux à trois heures la résistance du matériau au minimum de fluidisation, qui constituait notre état de tassement de référence évoluait. C'est seulement au bout de ce temps qu'il était possible de faire des mesures reproductibles.

Pour les autres matériaux, nous avons vérifié que le taux d'humidité de l'air n'avait qu'une faible influence qui nous permettait de ne pas le contrôler.

2.4.3.2. Réglage de l'intensité

Nous verrons par la suite que l'intensité du courant avait une influence sur la valeur de la résistance mesurée, surtout aux faibles intensités.

Pour sélectionner une valeur de l'intensité, nous disposons de deux réglages : la valeur de la résistance R_1 et la valeur de la tension E du générateur. Mais la résistance R_1 doit être telle que sa valeur soit grande par rapport à la résistance à mesurer. Nous vérifions à chaque expérience que cette condition est vérifiée.

Moyennant quoi, l'intensité i est égale à E/R_1 .

2.4.3.3. Détermination de la résistance moyenne

La tension entre les électrodes a pour valeur instantanée v et est reliée à la résistance instantanée du lit X par :

$$v = Xi$$

De même, comme l'intensité i est maintenue constante à 1 % près, les valeurs moyennes de ces deux grandeurs, $\bar{v}$ et $\bar{X}$, sont reliées par la relation :

$$\bar{v} = \bar{X}i$$

Au bout du temps t on lit sur le voltmètre de l'intégrateur la tension u , telle que :

$$u = \frac{1}{T} \int_0^t v \, dt$$

D'où l'on tire la valeur moyenne de v :

$$\bar{v} = \frac{T}{t} u$$

Dans ces deux relations T représente la constante de temps affichée sur l'intégrateur.

Finalement on obtient la valeur moyenne de la résistance du lit :

$$X = \frac{T}{t} \frac{v}{E} R_1$$

Pour chaque valeur du débit et de l'intensité, nous avons déterminé trois valeurs de t .

Nous avons déterminé $\bar{X}$, à partir de la moyenne de ces trois valeurs qui correspondent à des temps d'intégration de trente secondes environ. Nous avons vérifié que pour ces durées d'intégration la valeur moyenne de $\bar{X}$ obtenue était reproductible.

Pour éviter les erreurs dues à des variations éventuelles de la résistance R_1 dans le temps (en effet R_1 est une résistance destinée à dissiper une grande partie de la puissance et risque de s'échauffer quelque peu), nous avons en fait effectué des mesures par comparaison. A chaque pointé, nous avons remplacé la résistance X par une résistance étalon constituée par une boîte (A.O.I.P.) de résistances calibrées de valeur R' , voisine de la valeur $\bar{X}$. Nous avons mesuré le temps t' nécessaire pour que, toutes choses égales par ailleurs, la tension lue sur l'intégrateur atteigne la même valeur u . On obtient alors :

$$\bar{X} = \frac{t}{t'} R'$$

2.4.3.4. Reproductibilité des mesures

Enfin, afin de tester la reproductibilité de nos expériences, nous avons effectué une analyse de la variance de nos mesures. En même temps, nous avons testé

l'influence de la variation de l'intensité sur la résistance moyenne mesurée, influence qui n'était pas évidemment apparente pour le matériau que nous étudions. La conclusion de cette étude reproduite en Annexe C est que les mesures sont reproductibles et qu'on peut s'attendre à une précision de 6,5 %.

2.4.4. Mesures de la résistance en lit fixe

Ainsi que le montre R. HOLM (H7), dans une étude historique complète sur les premières recherches concernant les résistances de contact (H7, p. 398 et suiv.), les premières études sur la résistance électrique des poudres ont été entreprises dans le but de connaître le fonctionnement du cohéreur de BRANLY et du microphone à charbons. Nous ne reviendrons pas sur les nombreuses théories qui ont été avancées pour expliquer l'effet microphonique et l'effet observé dans le cohéreur. En fait, ainsi que le montre HOLM, les phénomènes qui se produisent au contact de deux conducteurs métalliques ou en carbone sont nombreux et dépendent de la nature de la surface et de son état. Nous nous contenterons d'énumérer :

- l'effet du "rétrécissement du contact", due au fait que l'aire effective de contact est beaucoup plus faible que l'aire apparente du contact et qu'elle varie fortement avec la pression;

- l'effet dit de "frittage" qui constitue l'explication moderne du fonctionnement du cohéreur de BRANLY : pour une certaine tension entre les deux conducteurs en contact il se produit une décharge à travers la couche d'oxyde isolant les deux surfaces métalliques; ainsi sont créés de manière irréversible des chemins conducteurs qui subsistent lorsque l'on abaisse à nouveau la tension, mais sont détruits par déplacement du point de contact; ces décharges peuvent avoir lieu avec ou sans fusion de l'un des deux bords du contact et on a affaire alors à deux types d'effets différents;

- l'effet de variation de résistance avec la température qui peut être bien plus élevée localement à l'endroit du contact que dans la masse du matériau;

- l'effet tunnel qui explique l'existence d'une conductivité au contact de deux métaux malgré la présence d'une couche de gaz absorbés.

Il était évidemment hors de question pour nous d'entreprendre une étude tant soit peu systématique de ces divers phénomènes, étude dont la complexité aurait dépassé à la fois nos moyens et nos objectifs. Cependant, ces phénomènes interviennent certainement, d'une part pour expliquer la difficulté que nous avons éprouvée à trouver un matériau granulé conducteur, d'autre part pour expliquer les variations de la résistance du pseudo-liquide que nous avons observées. Nous avons donc réalisé quelques montages expérimentaux destinés à nous familiariser avec les divers types de phénomènes et à nous procurer des critères de reconnaissance des phénomènes en lits fixes susceptibles d'être interprétés dans les modèles de contact.

Nous avons donc réalisé :

- 1°) une cellule cubique de 1 cm d'arête dans laquelle on introduit une poudre des faces opposées, qui nous a permis de mettre en évidence avec la poutre de mesure l'effet cohéreur ou de "frittage" : jusqu'à une tension de l'ordre de 20 volts appliquée aux électrodes la poudre, non comprimée, est absolument isolante (résistivité supérieure à 10^{11} Ohms x cm), puis brusquement devient conductrice à la poutre lorsque l'on diminue la tension en dessous de 10 volts. Cette conductivité disparaît à la cellule.

2°) une cellule cylindrique de 1 cm de diamètre et de 1 cm de hauteur dans laquelle on introduit une poudre des faces opposées, qui nous a permis de mettre en évidence avec la poutre de mesure l'effet cohéreur ou de "frittage" : jusqu'à une tension de l'ordre de 20 volts appliquée aux électrodes la poudre, non comprimée, est absolument isolante (résistivité supérieure à 10^{11} Ohms x cm), puis brusquement devient conductrice à la poutre lorsque l'on diminue la tension en dessous de 10 volts. Cette conductivité disparaît à la cellule.

Figure 7

RESISTANCE DE LA POUDRE DE BRONZE

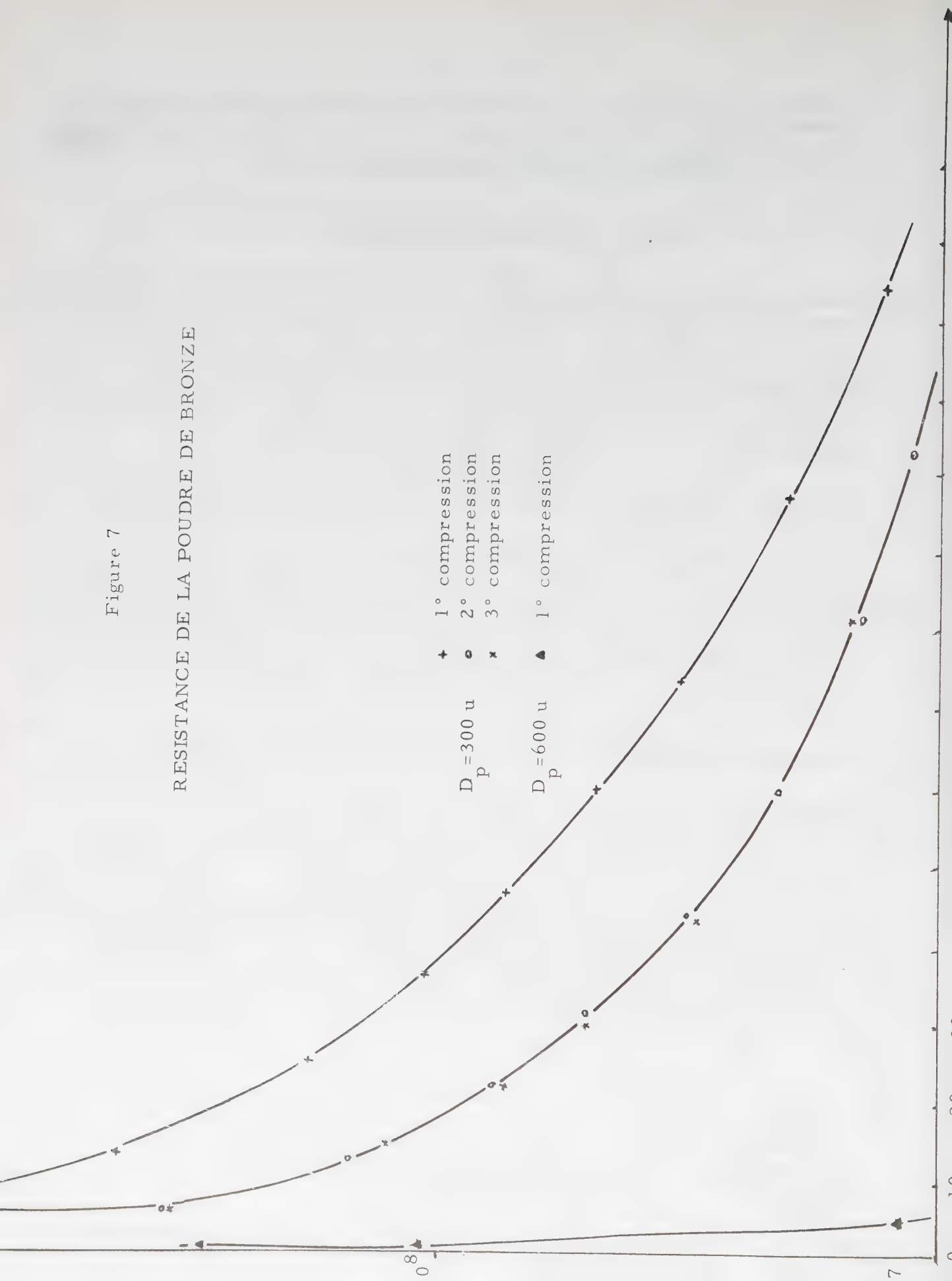
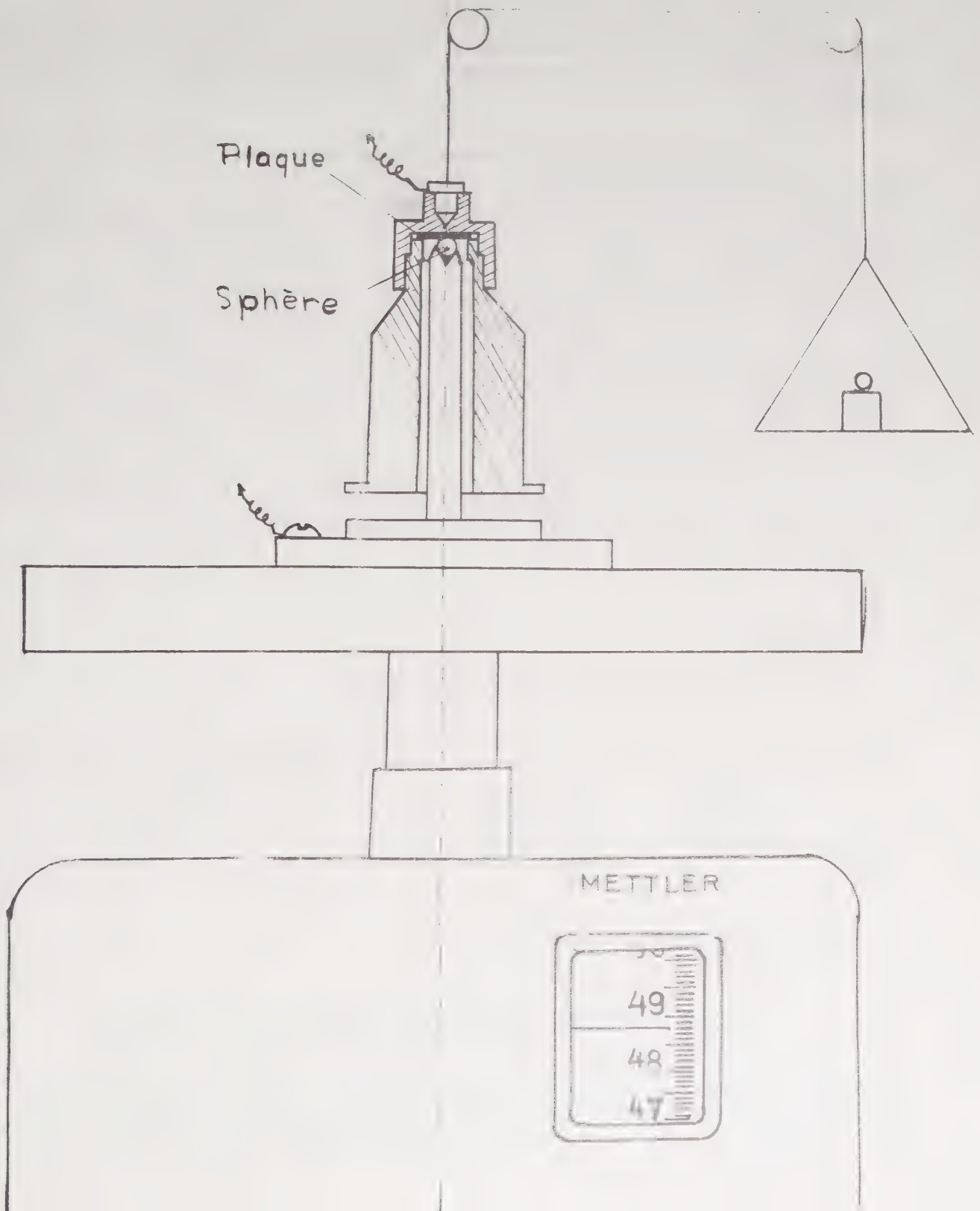


Figure 8

Montage pour la Mesure des Résistances de Contact



lisser un piston d'acier surmonté d'un fléau qui peut être chargé de poids différents, pour mesurer la résistance d'une poudre métallique, en fonction de la compression. Les courbes de la figure 7, obtenues pour la poudre de bronze, montrent que cette poudre est conductrice dès qu'elle est comprimée. En effet, nous avons également constaté que dans un lit fixe de hauteur suffisante, la poudre comprimée par le poids du lit qui la surmonte était conductrice.

3°) un branchement des circuits d'air sur la colonne de fluidisation permettant d'inverser le sens de circulation de l'air dans cette colonne afin de mesurer des résistances du lit fixe comprimé : les résultats relatifs à ces mesures seront donnés au paragraphe suivant en même temps que les résultats des mesures en lit fluidisé.

4°) un appareil permettant de mesurer la résistance de contact entre une sphère de carbone et une plaquette du même matériau, représenté sur la figure 8. Cet appareil est constitué d'une tige verticale, terminée par une pointe, creusée d'une petite coupelle contenant du mercure destiné à assurer le contact entre la bille de carbone qui y repose et la tige et d'une pièce mobile creuse dont le fond est constitué par la plaquette de carbone, serrée par une pièce vissée. Le poids de l'équipage mobile est compensé par un système de poulies et de contre-poids, de manière à faire varier la force au contact de la bille et de la plaque. Le support de la bille repose sur le plateau d'une balance à lecture directe (Mettler); on lit ainsi la force transmise par la plaque sur la bille, indépendamment des forces de frottement s'exerçant sur l'équipage mobile. On peut arriver à mesurer par cette méthode des forces de contact de l'ordre de quelques grammes. La figure 9 reproduit le résultat d'une telle expérience.

Nous avons également modifié légèrement cet appareil afin de pouvoir remplacer la plaquette de carbone par trois sphères en contact. L'équipage mobile repose alors sur le tétraèdre formé par quatre sphères identiques.

3. LES RÉSULTATS

3.1. Hypothèses sur la nature de la conductivité

Avant de présenter les divers résultats obtenus avec la méthode décrite ci-dessus, il nous a paru nécessaire de décrire les différents mécanismes de transport de courant électrique que l'on peut envisager afin de pouvoir nous y référer au cours de l'exposé des résultats. Nous nous bornerons dans ce paragraphe à une description qualitative de ces mécanismes, réservant les éventuelles applications numériques au troisième paragraphe réservé aux interprétations des résultats expérimentaux.

Tout d'abord, nous pouvons envisager deux types extrêmes de comportement du lit fluidisé, du point de vue électrique.

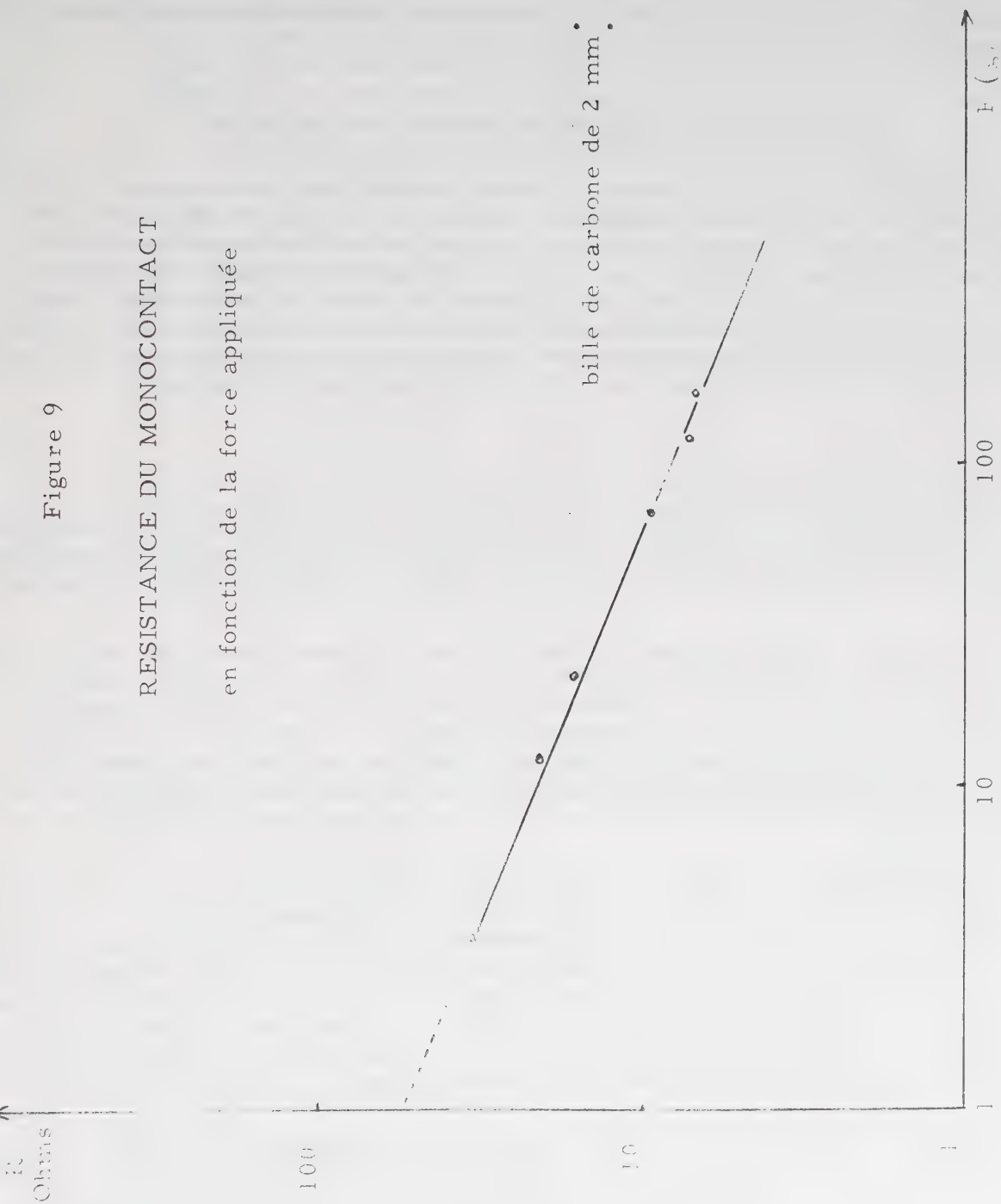
3.1.1. Conductivité par formation de ponts continus conducteurs

Le passage de courant d'une électrode à l'autre peut s'effectuer par un mécanisme analogue à celui se produisant en lit fixe : à tout moment les deux électrodes sont reliées par des ponts continus conducteurs formés de grains en contact, constituant ce que nous avons appelé le "pseudo-liquide" dans notre description du

Figure 9

RESISTANCE DU MONOCONTACT

en fonction de la force appliquée



lit fluidisé hétérogène. Dans ces conditions la variation de conductivité électrique du lit fluidisé avec le débit d'air de fluidisation sera liée :

- d'une part, à la variation de la texture du lit, c'est-à-dire de la répartition des volumes conducteurs et isolants; on pourra alors se référer utilement aux études concernant la conductivité électrique des milieux diphasiques;

- d'autre part - et nous verrons que ce phénomène vient singulièrement compliquer notre tâche d'interprétation - à la "qualité" des contacts au sein même de la "phase pseudo-liquide".

3.1.2. Conductivité par diffusion de charges liées au grain

A l'opposé, on peut supposer qu'à aucun instant il n'existe de pont conducteur entre électrodes et que le transport d'électricité s'effectue uniquement par diffusion de charges liées au grain : dans leur agitation désordonnée les grains viendraient se charger au contact d'une électrode et transmettraient leur charge au cours des chocs entre grains de manière à l'amener de proche en proche sur l'autre électrode. Nous verrons au paragraphe 3.3. comment on peut essayer de décrire quantitativement ce phénomène par analogie avec celui de diffusivité électrique vive tel qu'il a été décrit essentiellement par DONNADIEU (D9).

3.1.3. Autres mécanismes

Ces mécanismes constituent des cas extrêmes, l'un étant lié au lit homogène, l'autre au lit hétérogène, tels qu'ils ont été définis dans l'introduction de ce mémoire. Dans le cas général, on pourra supposer qu'il y a superposition des deux mécanismes.

Le premier mécanisme donne naissance à une résistance électrique du lit fluidisé qui sera du même ordre de grandeur que celle du lit fixe; alors qu'on peut prévoir a priori que le second va conduire à une résistance très élevée, dépendant peu de la résistance du lit fixe. Si bien que, s'il y a superposition des deux mécanismes - et ce sera généralement le cas, la littérature montrant qu'il est difficile d'obtenir un lit parfaitement homogène en fluidisation par les gaz - le second ne sera perceptible que pour les matériaux dont la résistance en lit fixe est relativement élevée.

D'autre part, des phénomènes différents de ceux se produisant en lit fixe pourront venir compliquer l'image grossière donnée par le paragraphe 3.1.1. En effet, même si dans ce cas, il existe en permanence des chemins conducteurs entre les deux électrodes, ces chemins sont constamment renouvelés; par la même occasion, les aires de contact entre grains - qui jouent un rôle important dans la conductivité du pont de grains - vont être également renouvelées. Les phénomènes nouveaux qui apparaîtront alors pourront être dus, soit aux modifications de l'état de la surface de contact intervenant en particulier sous l'effet du courant d'air de fluidisation, soit aux phénomènes d'arc intervenant à la rupture d'un contact.

Le paragraphe suivant montre que nous avons effectivement rencontré ces différents types de phénomènes, au cours des mesures effectuées avec les divers matériaux. Ces phénomènes, plus ou moins discernables les uns des autres, nous permettront cependant d'expliquer qualitativement les variations différentes observées avec chacun des matériaux utilisés en fonction des divers paramètres étudiés.

3.2. Présentation des résultats expérimentaux

Dès lors, nous disposions d'une méthode de mesure et nous prévoyions que la grandeur mesurée devait être la superposition d'un certain nombre de phénomènes physiques à la fois très complexes et très différents, d'importance variable suivant les cas. Une autre caractéristique de notre problème rendu à ce point était l'absence quasi-totale de renseignements bibliographiques pouvant orienter notre étude. C'est pourquoi, nous avons choisi des matériaux aux propriétés aussi diverses que nous le permettaient les deux exigences fondamentales et souvent contradictoires de conductivité électrique et d'aptitude à la fluidisation; nous avons également été obligés par les considérations développées ci-dessus de limiter notre étude aux paramètres qui nous ont paru les plus importants.

Nous ne reviendrons pas ici sur le choix des matériaux que nous avons déjà présentés au paragraphe 2.3. de ce chapitre. Nous en dirons simplement que nous disposions, ainsi que le montre le Tableau I (paragraphe 2.3.) de matériaux aux propriétés électriques en lit fixe assez différentes pour pouvoir espérer obtenir l'illustration des deux mécanismes principaux que nous avions prévus. Ainsi, nous disposions avec le polystyrène sulfoné d'un produit à résistance en lit fixe élevée, le nickel argenté et le carbone de deux matériaux conducteurs dont l'un à caractère métallique (coefficient de température positif et oxydes superficiels), l'autre ne possédant pas ces caractères. Nous verrons que ces différences se reflètent dans la diversité de nos résultats.

En ce qui concerne les paramètres étudiés, les deux principaux ont été le débit d'air de fluidisation - choisi en tant que caractéristique principale d'un lit fluidisé - et l'intensité électrique du courant - choisie en tant que caractéristique du mécanisme de la conductivité. Accessoirement nous avons été amenés, afin de pouvoir utiliser le matériau 1 (polystyrène sulfoné), à étudier dans ce cas particulier, l'influence du degré d'humidité.

3.2.1. Polystyrène sulfoné

Nous avons porté sur la figure (10) la variation de résistance avec le débit d'air, pour différents taux d'humidité. Afin de préciser la courbe correspondant au lit fixe, nous avons porté en abscisses négatives, les valeurs de résistance obtenues pour des débits d'air circulant du haut vers le bas.

Sur les courbes ainsi obtenues, nous observons trois faits remarquables :

a) la résistance du lit fluidisé, mesurée entre les deux électrodes est de l'ordre du Mégohm. Nous verrons au paragraphe suivant que cet ordre de grandeur serait compatible avec une explication de la conductivité du lit par diffusion de charges liées au grain. Mais,

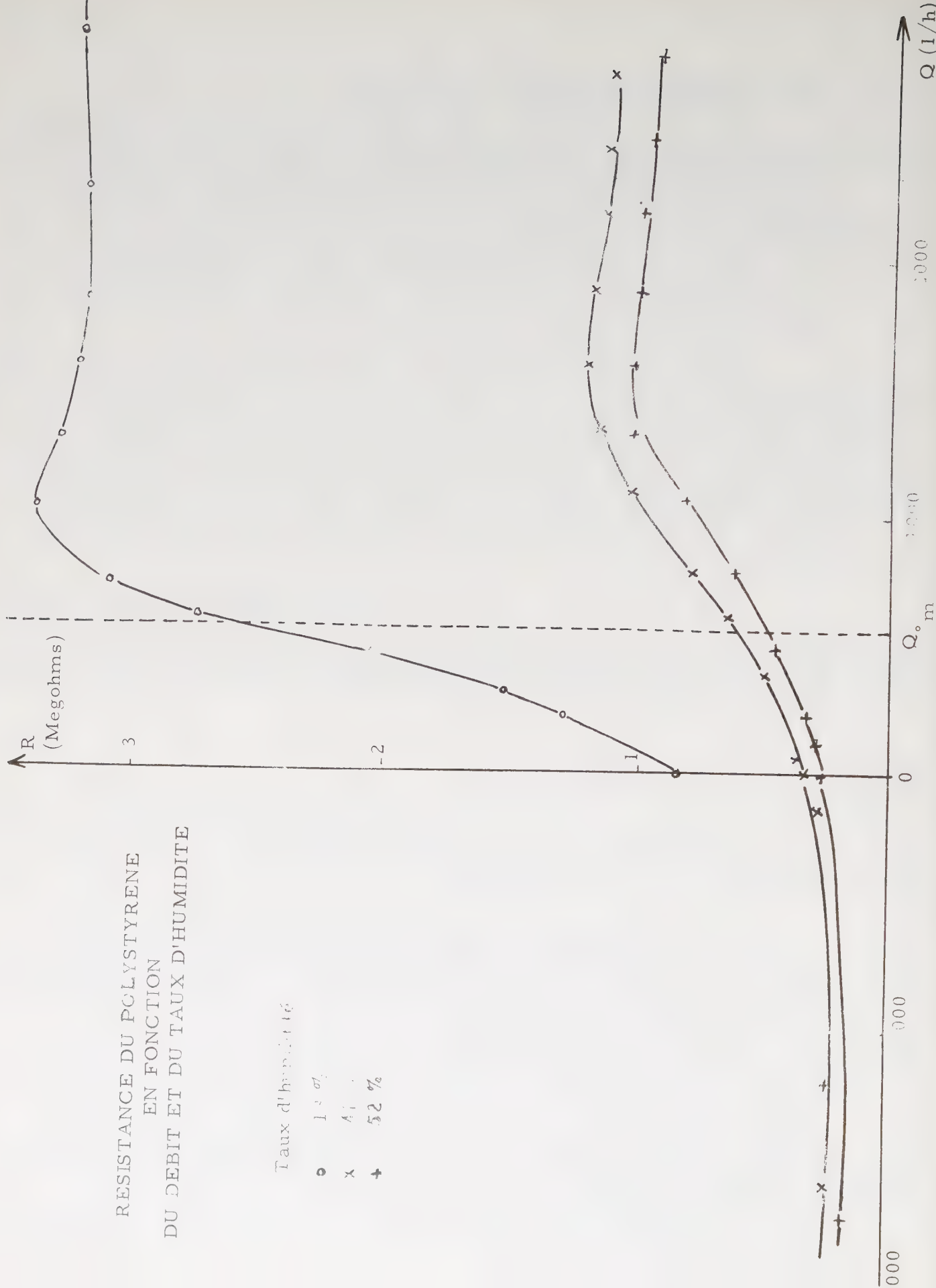
b) cet ordre de grandeur est le même que pour le lit fixe. Plus précisément, on ne peut observer de discontinuité nette dans le passage du lit fixe au lit fluidisé; ceci permettrait de supposer au contraire que la conductivité du lit fluidisé serait de même nature que la conductivité du lit fixe, c'est-à-dire que le transport des charges s'effectuerait par des ponts continus de grains reliant en permanence les deux électrodes. Les résultats relatifs au polystyrène sulfoné ne permettent donc pas de conclure immédiatement quant à la nature de la conductivité du lit fluidisé. D'autant plus que :

c) pour un débit approximativement double du débit minimal de fluidisation apparaît un maximum de la résistance du lit. Au delà de ce maximum, la résistance

RESISTANCE DU POLYSTYRENE EN FONCTION DU DEBIT ET DU TAUX D'HUMIDITE

Taux d'humidité

- 1 %
- x 41 %
- + 52 %



décroît assez lentement. L'existence de ce maximum donnerait à penser que deux phénomènes de nature différente sont à l'origine de la conductivité, l'un étant prépondérant aux faibles débits d'air et se caractérisant par une croissance de la résistance avec le débit, l'autre prépondérant aux forts débits d'air et se caractérisant au contraire par une décroissance de la résistance avec le débit d'air. En particulier ce serait le cas si l'on admettait l'existence de ponts conducteurs constitués par la phase pseudo-liquide aux faibles débits d'air qui deviendraient de moins en moins nombreux au fur et à mesure que le débit d'air augmenterait alors que l'agitation des grains augmentant avec le débit d'air, la conductivité par diffusion de charge deviendrait prépondérante. Nous essaierons d'explicitier ces deux mécanismes au paragraphe suivant. Mais nous ne pouvons conclure nettement au vu des résultats des expériences avec ce seul matériau, pour la raison que nous avons déjà indiquée plus haut et également parce que les expériences étaient rendues délicates par la sensibilité du matériau à l'humidité de l'air de fluidisation.

Cette sensibilité à l'humidité est particulière au matériau et montre que sa conductivité est due essentiellement à des phénomènes de surface. Elle entraîne la nécessité de fluidiser le matériau pendant un temps assez long (six heures pour la courbe à 18 % d'humidité) avant d'obtenir une valeur de la résistance moyenne constante dans le temps, et une grande difficulté à obtenir des mesures reproductibles, vu la précision insuffisante des moyens dont on dispose pour mesurer et réguler le taux d'humidité de l'air.

3.2.2. Résultats pour le nickel argenté

Le comportement du nickel argenté s'avère différent. Tout d'abord, l'ordre de grandeur de la résistance en lit fluidisé est le kilohm et non plus le Mégohm, ainsi que le montrent les courbes de la figure 11; ceci correspond à une conductivité trop forte pour être compatible avec l'explication de la conductivité par diffusion de charges, ainsi que nous le verrons au paragraphe suivant.

Ensuite, il faut remarquer qu'il existe très certainement une discontinuité importante de la valeur de la résistance du lit au voisinage du minimum de fluidisation. En effet, il est très difficile de faire des mesures reproductibles dans ce domaine de vitesse, la moindre vibration de l'appareillage provoquant une variation importante de la résistance du lit, si bien que nous n'avons pu tracer la courbe continue du passage du lit fixe au lit fluidisé.

En comparant cependant les valeurs de la résistance en lit fixe telles qu'elles apparaissent sur la figure 12, et les valeurs obtenues en lit fluidisé, on s'aperçoit qu'il y a un facteur multiplicatif de 1000 entre les ordres de grandeur de ces deux quantités.

De plus, on remarquera que les mesures en lit fixe et en lit fluidisé n'ont pas été réalisées pour la même intensité, les valeurs faibles de la résistance en lit fixe ne permettant pas d'appliquer notre méthode de mesure sous très faible intensité.

On notera également que pour ce matériau l'intensité a une influence importante sur la valeur de la résistance aussi bien en lit fixe qu'en lit fluidisé. Mais alors qu'en lit fixe la résistance augmente avec l'intensité, en lit fluidisé elle diminue au contraire. L'augmentation de résistance avec l'intensité en lit fixe peut être expliquée par une élévation de température locale importante des aires de contact.

La diminution de R en lit fluidisé est plus difficile à expliquer. Les courbes 11 et 13 suggèrent seulement que la variation de résistance avec l'intensité

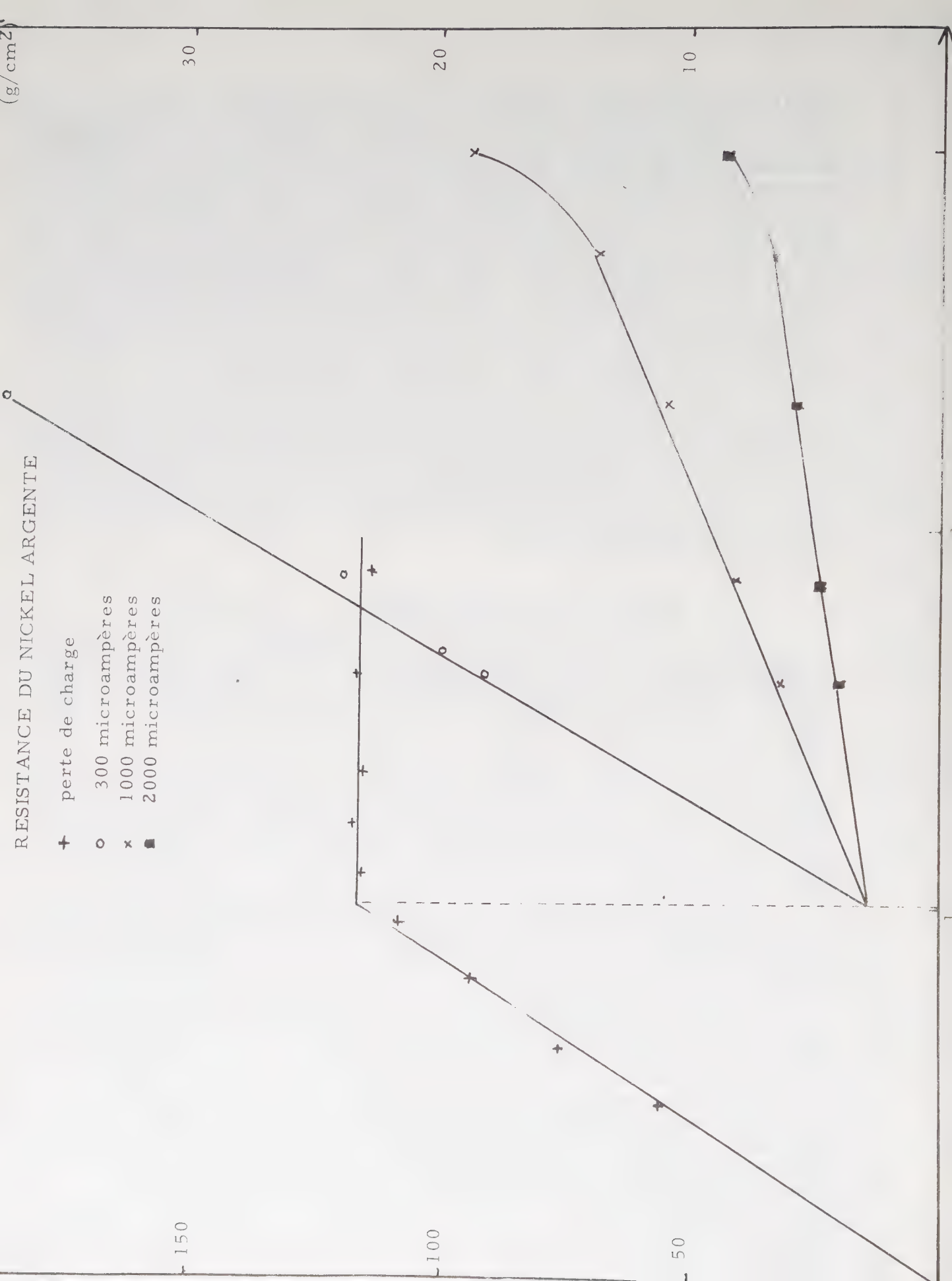
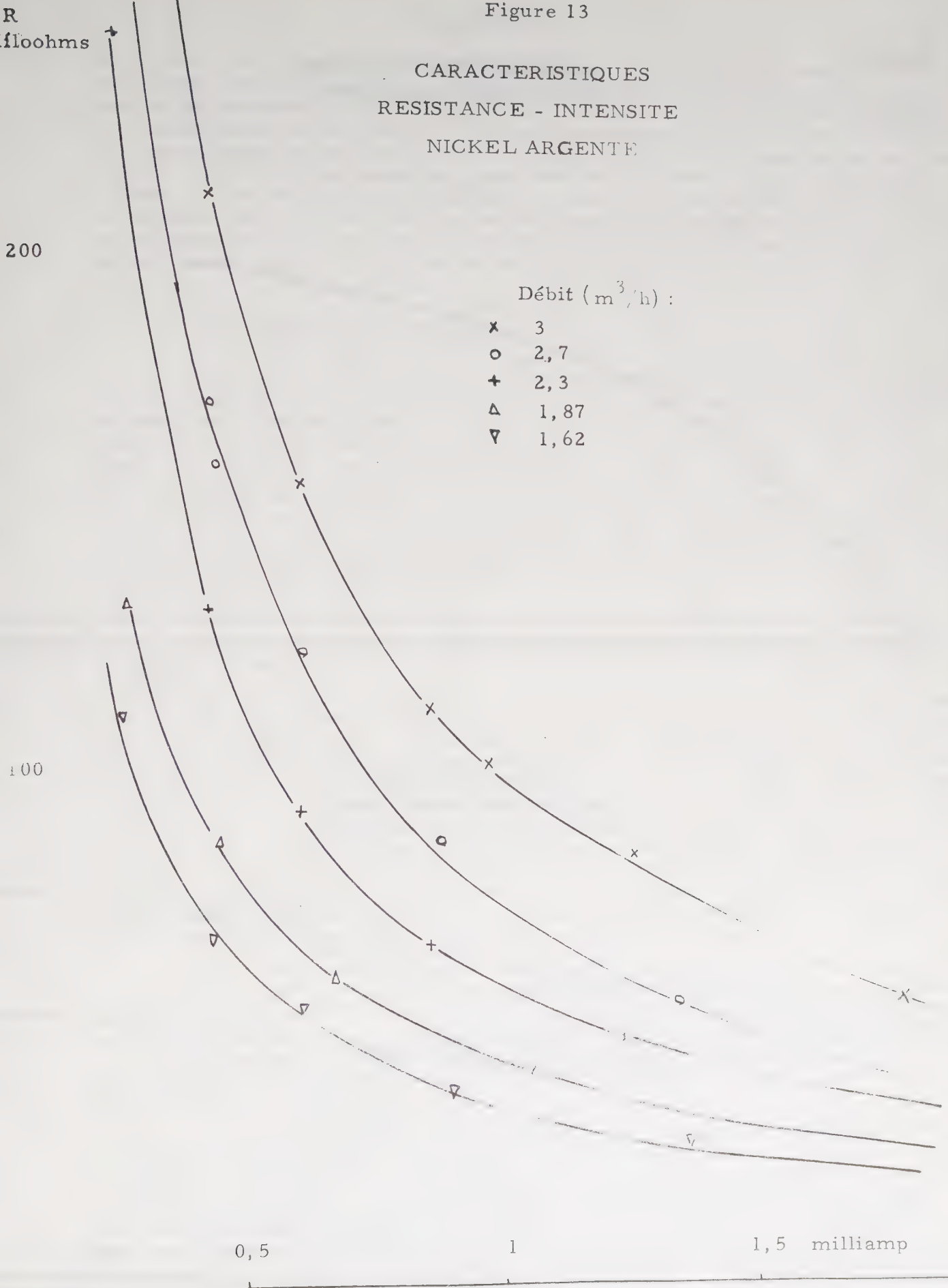
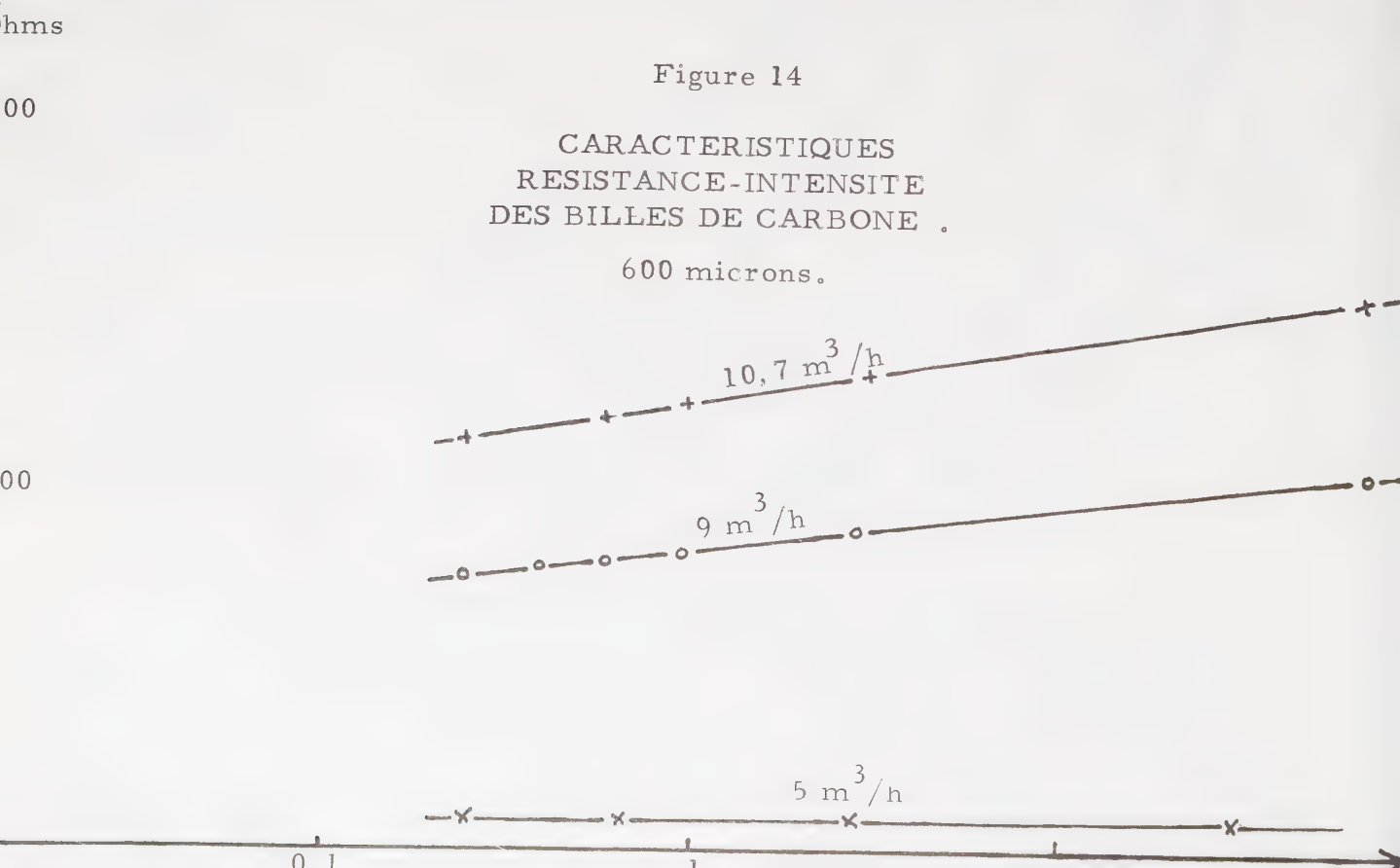
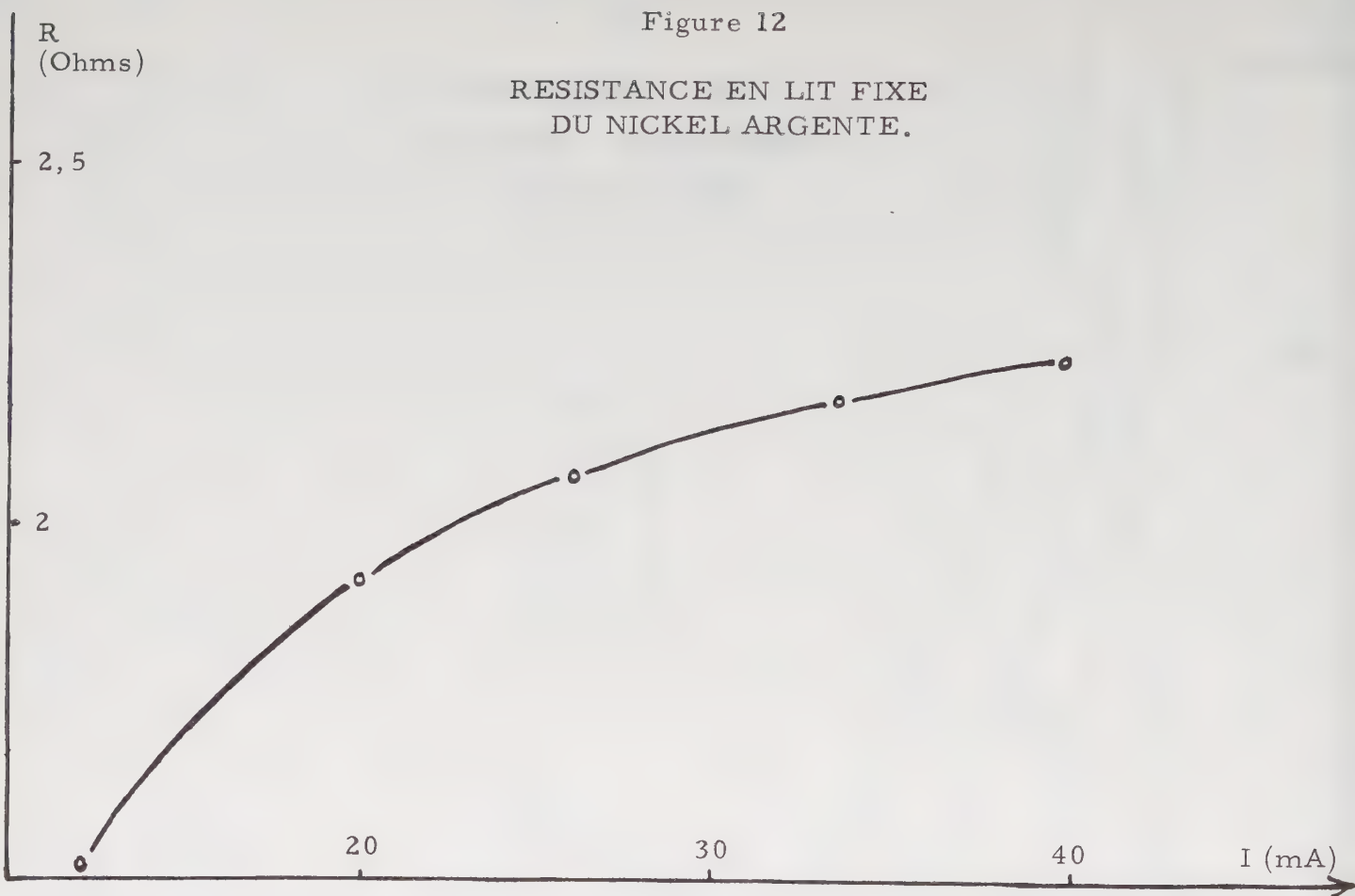


Figure 13

CARACTERISTIQUES
RESISTANCE - INTENSITE
NICKEL ARGENTE





serait due à un facteur dépendant du débit d'air. On pourrait par exemple imaginer une couche isolante, détruite par décharge au moment où deux grains viennent en contact et se reformant aussitôt, d'autant plus vite que le débit d'air est plus grand. Les comportements du lit fixe et du lit fluidisé seraient alors différents du fait du renouvellement constant des points de contact qui intervient dans un des cas seulement. Cette hypothèse serait en accord avec le fait constaté expérimentalement (figure 11) que les courbes représentant la variation de résistance en fonction du débit d'air pour différentes intensités sont concourantes en un point dont l'abscisse correspond au débit minimum de fluidisation. Ce que nous avons illustré en reportant sur la figure 11 la courbe de perte de charge totale à travers le lit.

3.2.3. Résultats pour le carbone

Nous avons essayé de contrôler les hypothèses faites pour le nickel argenté avec des matériaux non métalliques (coke et billes de carbone) qui ne devaient normalement pas présenter le même phénomène. En fait, ainsi que nous allons le voir, nous avons obtenu des phénomènes effectivement différents de variation de la résistance avec l'intensité mais relativement plus compliqués encore.

Notons tout d'abord, qu'aux faibles intensités utilisées, le lit fixe ne présente pas de variation sensible de résistance avec l'intensité. Il en va de même du lit fluidisé à la vitesse minimale de fluidisation et aux vitesses légèrement supérieures ainsi qu'il ressort des figures 14 à 16. On peut en déduire qu'il n'y a pas échauffement des surfaces de contact.

Notons également que pour faire apparaître des variations de résistance avec l'intensité, il nous a fallu faire varier celle-ci dans un domaine beaucoup plus grand, ainsi que le montrent les figures 14 à 16 dont les échelles des intensités sont logarithmiques.

Sur ces figures, il apparaît qu'aux forts débits et aux fortes intensités la résistance décroît avec l'intensité. Nous avons pensé interpréter ce phénomène par l'apparition d'arcs à la rupture des contacts entre deux grains. En effectuant une expérience dans l'obscurité, nous avons pu effectivement observer des étincelles au voisinage de l'électrode à travers la paroi de verre; ces étincelles ne se produisaient que lorsque l'intensité était supérieure à 30 mA. On peut supposer que le même phénomène se produit pour des intensités plus faibles mais n'est pas apparent à l'oeil. On pourrait alors expliquer la décroissance de la résistance avec l'intensité par la multiplication du nombre de chemins conducteurs ainsi créés. Ce nombre augmenterait d'autant plus vite que le lit serait plus tumultueux et, en conséquence présenterait plus de ruptures de circuit.

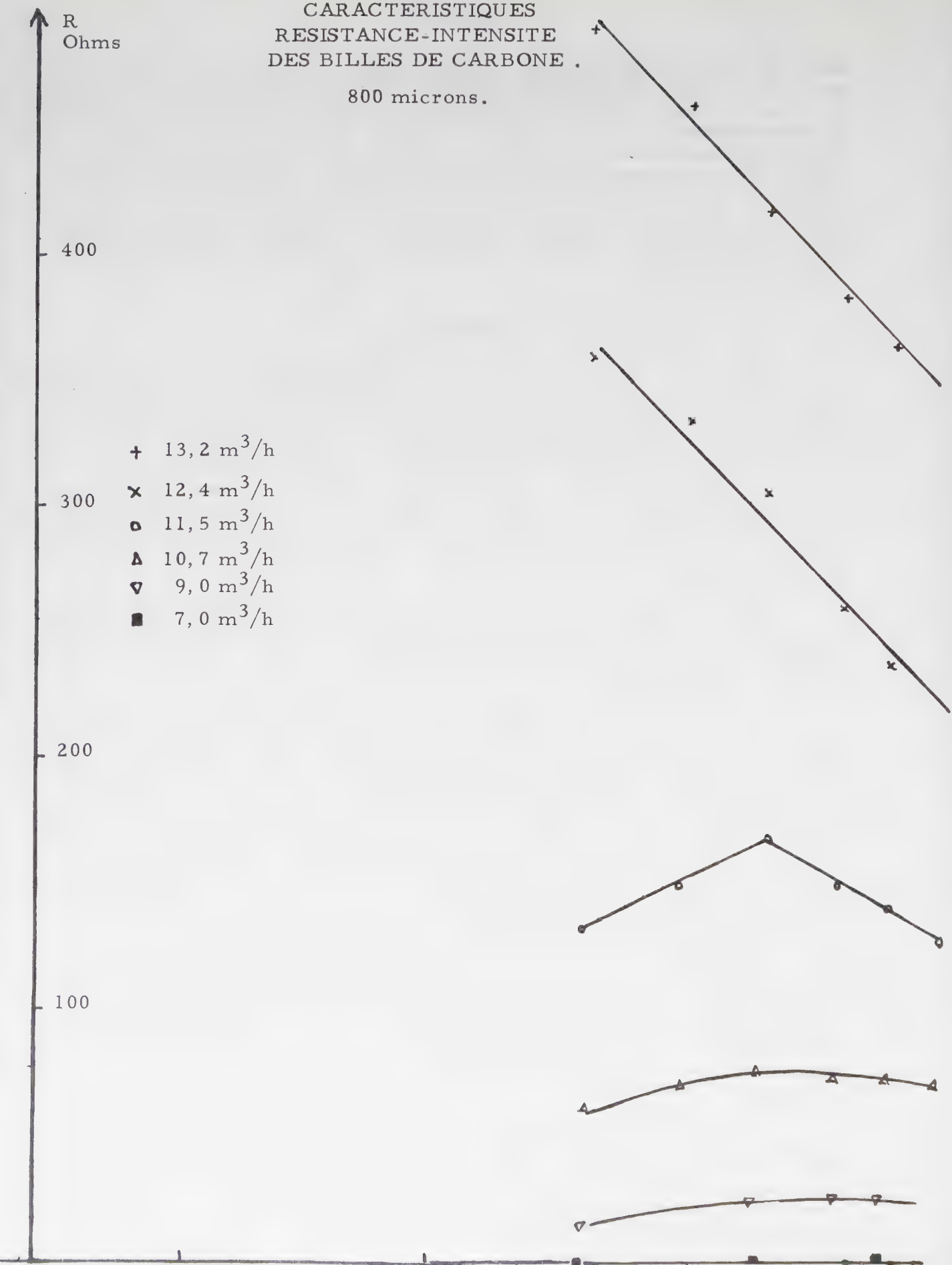
Mais cette hypothèse est cependant difficile à admettre, car les travaux cités par HOLM (H7) sur les arcs à la rupture d'un circuit font état de l'existence d'une tension et d'une intensité minimales d'apparition de ces arcs et donnent pour divers matériaux les valeurs de ces grandeurs. Dans tous les cas ces valeurs sont supérieures aux valeurs de la tension et de l'intensité totales existant entre nos deux électrodes. Malgré cela, nous avons observé de tels arcs, dans des cas où nous ne dépassions pas ces valeurs limites.

Il nous est donc difficile de conclure cette présentation de résultats expérimentaux autrement qu'en livrant ceux-ci aux spécialistes des résistances de contact. Ce problème étant bien loin de l'objet de notre étude, nous n'avons guère pu l'approfondir davantage. Remarquons cependant que ces phénomènes d'arc se produisent nécessairement en un nombre limité de coupures simultanées. En effet, la tension totale entre électrodes serait déjà insuffisante en théorie pour engendrer des

Figure 15

CARACTERISTIQUES
RESISTANCE-INTENSITE
DES BILLES DE CARBONE .

800 microns.



R
Ohms

Figure 16

CARACTERISTIQUES
RESISTANCE - INTENSITE
COKE

630 - 800 microns

4000

3000

2000

Débit
+ 9 m³/h
○ 8 m³/h
▲ 7 m³/h
× 6 m³/h

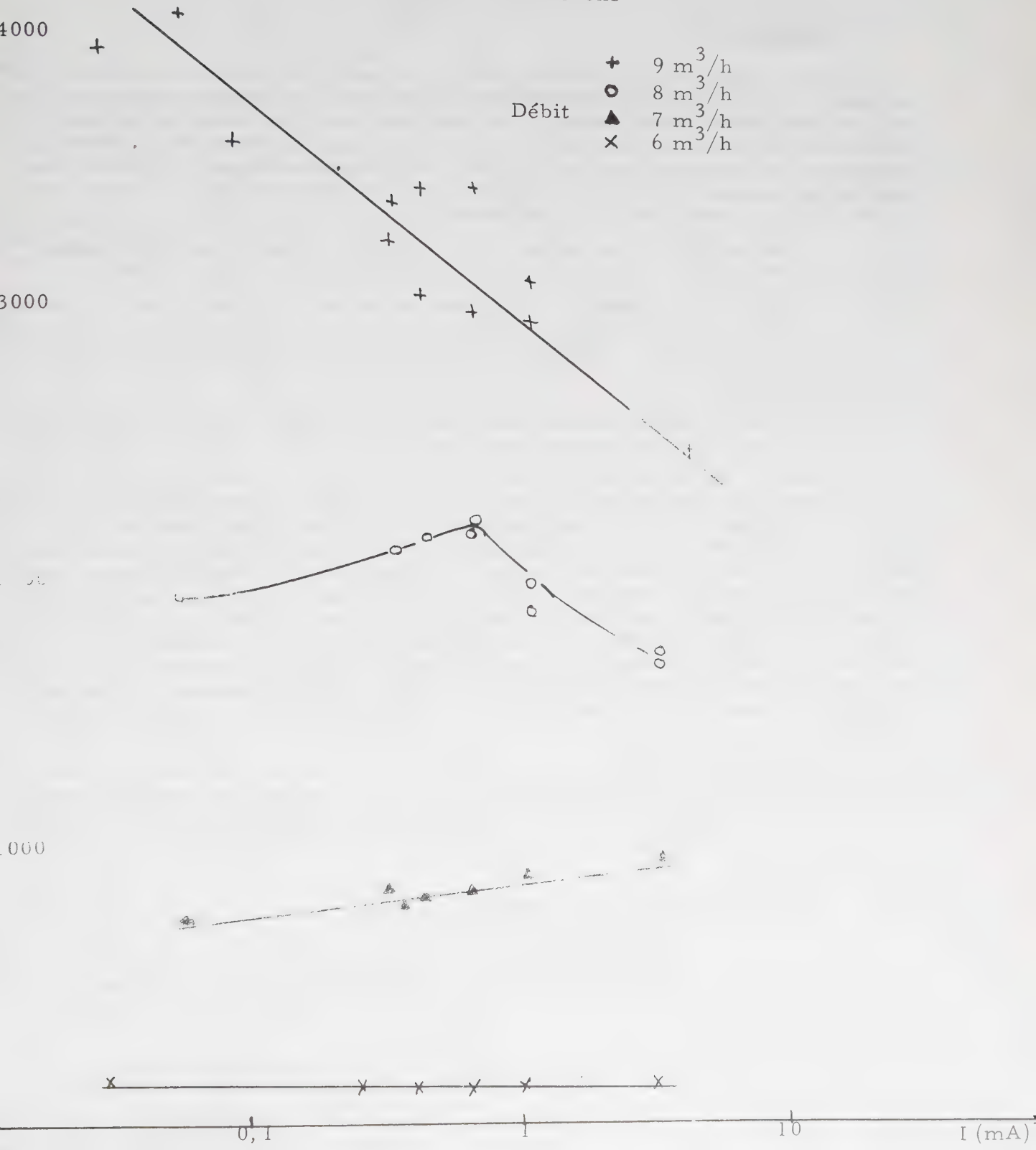
× × × × × ×

0,1

1

10

I (mA)



arcs et on n'en retrouve qu'une fraction aux bornes de chaque coupure. Ceci entraîne que le mode de transport du courant par décharge à travers l'air est rare et qu'entre deux coupures il existe un conducteur continu constitué de grains en contact. Ce fait est confirmé par la figure 15 bis qui montre la continuité de la courbe résistance-débit au passage par le minimum de fluidisation.

3.3. Interprétations

Nous avons montré expérimentalement que les divers matériaux utilisés présentaient en lit fluidisé une conductivité électrique. En étudiant certains des paramètres dont dépend cette conductivité, nous avons mis en évidence des effets différents suivant les matériaux étudiés. Mais, nous avons pu cependant constater que l'essentiel de la conductivité semblait dû à des chemins continus conducteurs, reliant en permanence les deux électrodes à travers le pseudo-liquide. A ce phénomène peuvent venir se superposer trois phénomènes :

- pour le polystyrène sulfoné, une conductivité par diffusion de charges que nous allons essayer d'explicitier quantitativement au paragraphe suivant;
- pour le nickel argenté, des phénomènes de résistance de contact variables avec l'oxydation de la surface du matériau;
- pour le carbone, des phénomènes que nous avons attribués à la formation d'arcs entre grains.

Ces deux derniers phénomènes sont trop compliqués et mal connus pour pouvoir songer à en donner une théorie quantitative.

Aussi, pour tenter d'interpréter l'ordre de grandeur des variations de résistance observées avec le débit d'air, nous avons adopté la représentation de la figure 17. En portant la "résistance relative", rapport de la résistance du lit à sa résistance au minimum de fluidisation, en fonction du "débit relatif", rapport du débit d'air au débit minimal de fluidisation, on obtient des courbes indépendantes du taux d'humidité, du moins tant que celui-ci n'est pas trop faible pour le polystyrène sulfoné. Pour le nickel et le carbone, nous avons choisi les valeurs correspondant à un domaine d'intensité où la résistance ne varie plus beaucoup avec l'intensité. Ce choix a évidemment une part d'arbitraire; mais, rappelons-le, cette représentation est uniquement destinée à interpréter l'ordre de grandeur de nos résultats expérimentaux et ne prétend pas rendre compte du détail des phénomènes électriques prenant place dans le lit.

Nous avons également porté sur cette figure, certains résultats obtenus dans une colonne de 5 cm de diamètre dans les mêmes conditions que les résultats correspondants pour la colonne de 10 cm; la représentation adoptée permet alors d'éliminer le facteur géométrique tenant aux dimensions de l'électrode et de la colonne.

3.3.1. Conductivité par diffusion de charges

Avant d'aborder le problème de l'interprétation de la conductivité par le pseudo-liquide, nous essayons de calculer un ordre de grandeur de la conductivité due aux phénomènes de diffusion de charge dans le cas du polystyrène sulfoné à fort débit.

Et tout d'abord, nous allons comparer le débit pour lequel se produit le maximum de résistance signalé au débit critique de passage de la fluidisation hétérogène à la fluidisation quasi-homogène, au sens de TEOREANU et RUCKENSTEIN.

R (Ω)

3

2,5

2

R (Ω)

200

00

Lit Fixe

Lit Fixe

Figure 15 bis
RESISTANCE - DEBIT
Carbone (Ø, 8 mm)

Q m³/h

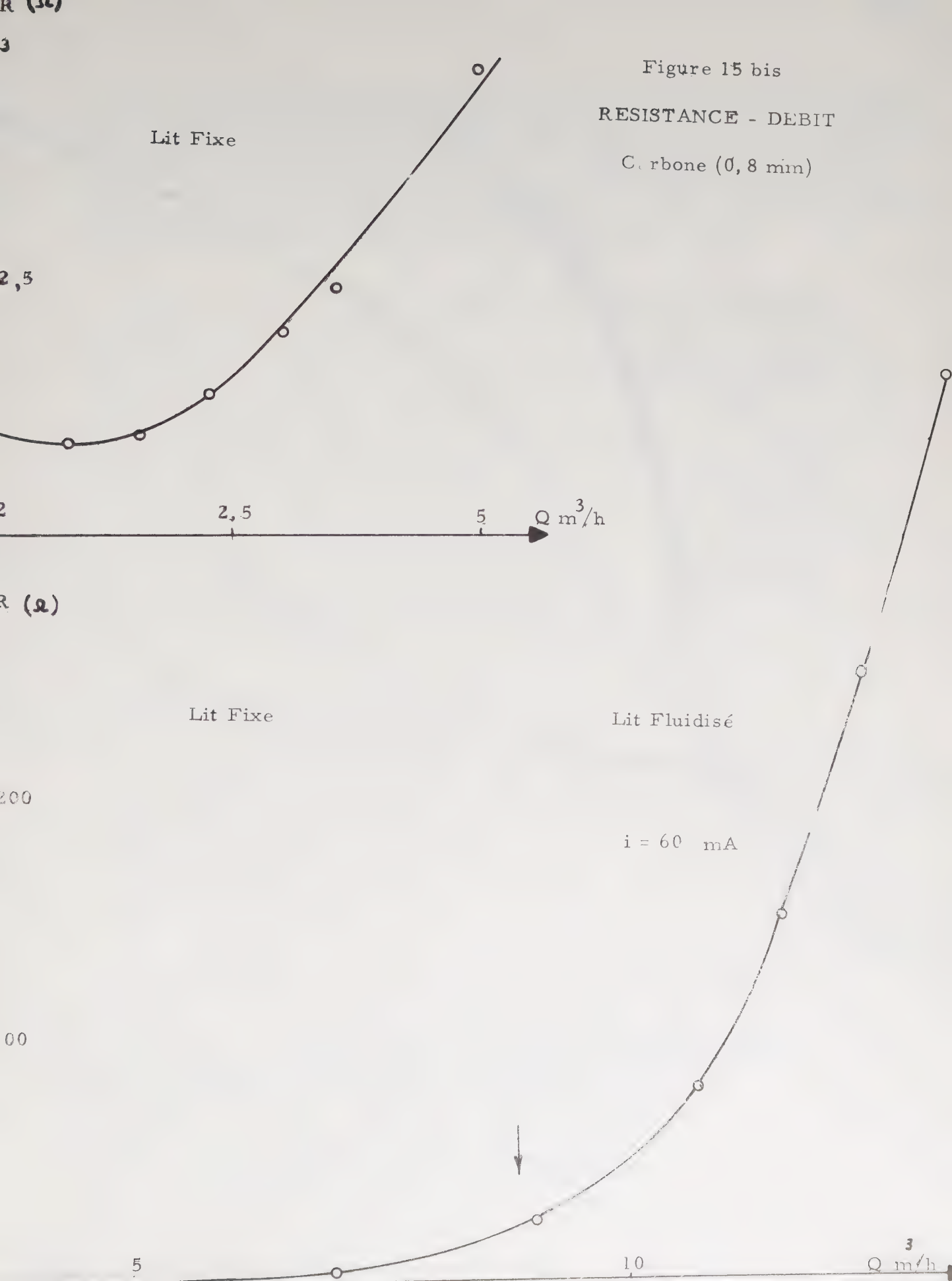
Lit Fluidisé

i = 60 mA

5

10

Q m³/h



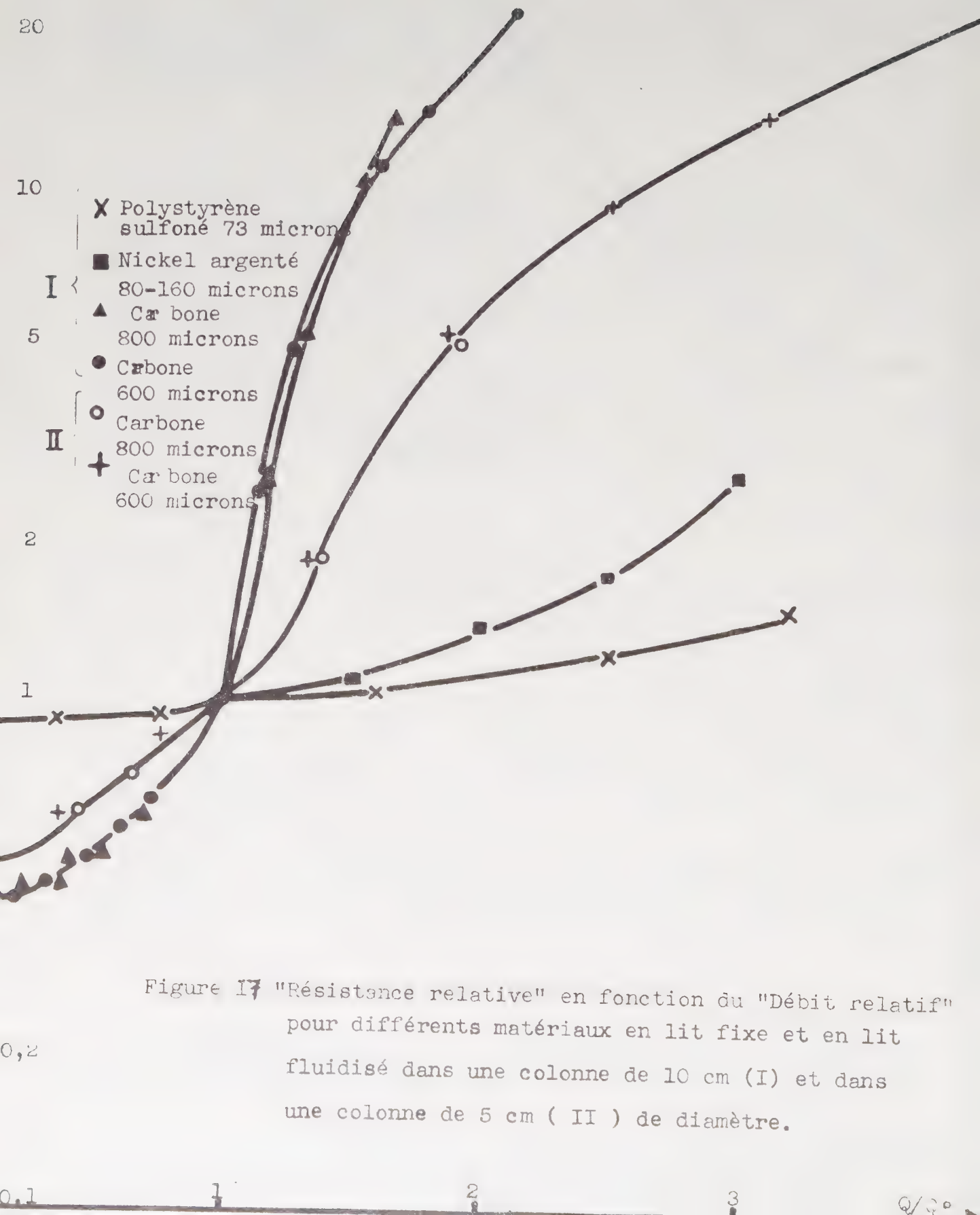
R/R_0


Figure 17 "Résistance relative" en fonction du "Débit relatif" pour différents matériaux en lit fixe et en lit fluidisé dans une colonne de 10 cm (I) et dans une colonne de 5 cm (II) de diamètre.

Rappelons que nous avons vu au chapitre I (paragraphe 3.1.1.) que divers auteurs ont constaté un maximum de l'hétérogénéité du lit fluidisé pour une vitesse de l'air que TEOREANU et RUCKENSTEIN ont nommé vitesse critique et qui correspond, de l'avis général, au passage d'une fluidisation hétérogène à une fluidisation quasi-homogène. Il était donc intéressant de comparer la vitesse de l'air pour laquelle nous observions un maximum de résistance à la vitesse critique donnée par la relation suivante due à TEOREANU et RUCKENSTEIN (T_1), établie semi-théoriquement et vérifiée à partir de mesures de fluctuations de pression :

$$u_{cr} = 830 \frac{(\eta}{\rho_f} g)^{1/3} \frac{D_p^3}{\eta / \rho_f} \frac{D_p}{D}$$

avec :

- u_{cr} : vitesse du fluide correspondant au maximum d'hétérogénéité
- η : viscosité du fluide
- ρ_f : sa densité
- D_p : diamètre des particules
- D : diamètre de la colonne
- g : accélération de la pesanteur.

Pour le polystyrène sulfoné fluidisé dans la colonne de 10 cm on obtient ainsi :

$$u_{cr} = 5,2 \text{ cm/s}$$

Or le maximum de la courbe de résistance est obtenu pour un débit de 1500 l/h, soit :

$$u_{max} = 6 \text{ cm/s}$$

Il semble que cette concordance des ordres de grandeur puisse constituer une indication en faveur de notre explication.

Nous allons maintenant calculer la conductivité électrique due aux charges liées aux grains de la même manière que DONNADIEU (D9) calcule la quantité de chaleur transportée par les grains d'une paroi chaude à une paroi froide du lit. Supposons qu'entre les deux électrodes mises respectivement au potentiel zéro et V_0 au temps zéro, il va s'établir au cours des chocs entre grains un gradient de potentiel de la manière suivante : chaque fois qu'une particule vient frapper l'électrode au potentiel le plus élevé, elle se charge; lorsqu'elle rencontre une particule à un potentiel plus faible, elle lui cède une partie de sa charge; enfin lorsqu'une particule rencontre l'électrode au potentiel zéro, elle se décharge.

Nous supposons la durée des chocs suffisamment grande vis-à-vis de la constante de temps constituée par la capacité du grain et sa résistance de contact, pour que le potentiel puisse s'égaliser au cours d'un choc entre une particule et une autre particule ou l'électrode qu'elle rencontre; nous calculerons ainsi au pire, une valeur par excès de la conductivité. On peut alors montrer qu'il s'établit rapidement un régime permanent d'une électrode à l'autre, dans lequel le potentiel décroît linéairement d'une électrode à l'autre.

Soient :

- Ox : un axe perpendiculaire aux deux électrodes
- $V(x)$: le potentiel à l'abscisse x
- λ : le libre parcours moyen des grains
- w_x : la valeur quadratique moyenne de la projection suivant Ox
vitesse des grains

N : le nombre de grains par unité de volume
 C : la capacité électrique d'une particule
 m : sa masse
 c_s : sa capacité spécifique = C/m
 ρ_s : sa masse spécifique
 ϵ : la porosité
 S : la surface des électrodes supposées planes et parallèles
 L : leur écartement

Le nombre de particules par unité de volume est :

$$N = \frac{1 - \epsilon}{m / \rho_s}$$

Le nombre de particules traversant une section d'abscisse x par unité de temps est :

$$N S w_x = \frac{1 - \epsilon}{m / \rho_s} S w_x$$

Si on considère la tranche d'épaisseur λ dans laquelle va se produire nécessairement un choc, les particules qui y entrent sont à un potentiel $V(x - \lambda/2)$ et celles qui en sortent sont à un potentiel $V(x + \lambda/2)$. L'intensité totale ainsi transportée est donc :

$$i = \frac{1 - \epsilon}{m / \rho_s} S w_x C \left[V(x + \lambda/2) - V(x - \lambda/2) \right]$$

$$i = (1 - \epsilon) c_s \rho_s w_x \frac{S V_o \lambda}{L}$$

D'où la résistance du lit :

$$R = \frac{1}{\lambda w_x} \frac{1}{1 - \epsilon} \frac{1}{c_s \rho_s} \frac{L}{S}$$

Dans cette relation, le facteur $D = \lambda w_x$ qui a les dimensions d'un coefficient de diffusion croît avec le débit de gaz de fluidisation; il exprime l'intensité de la diffusion des grains. Au contraire le terme $1 - \epsilon$ qui exprime l'expansion du lit décroît avec le débit, ce qui pourrait éventuellement aussi expliquer le maximum de la courbe de résistance en fonction du débit.

En fait, nous ne connaissons pas le terme de diffusion. Nous pouvons seulement en calculer un ordre de grandeur à partir des mesures de résistance effectuées. Les valeurs numériques utilisées dans ce calcul sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \rho_s &= 1,5 \text{ g/cm}^3 \\
 L &= 10 \text{ cm}
 \end{aligned}$$

$$S = 14 \text{ cm}^2$$

$$D_p = 73 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

$$C = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \frac{D_p}{2} = 4,05 \cdot 10^{-17} \text{ F}$$

$$\text{d'où } DR = \frac{10}{14} \frac{1}{0,4} \frac{1}{1,53 \cdot 10^{-10}} \frac{1}{1,3} \# 9 \cdot 10^9$$

$$\text{d'où } D = 9000 \text{ cm}^2/\text{s}$$

Cette valeur est évidemment trop grande, puisqu'elle conduirait avec un libre parcours moyen de 10 cm à une vitesse de 9 m/s; d'autre part, les valeurs de D mesurées pour du coke par sonde de conductivité (H8) sont de l'ordre de 3 cm²/s. Et puisque les approximations que nous avons faites dans le calcul de la résistance devaient donner une valeur par excès de la résistance, il nous faut conclure en rejetant l'explication de la conductivité du lit fluidisé par diffusion de charge, même pour le polystyrène sulfoné où elle pouvait paraître encore plausible au simple examen qualitatif des résultats expérimentaux.

Un autre phénomène est responsable de la conductivité. Nous allons essayer de l'analyser maintenant.

3.3.2. Conductivité par le pseudo-liquide

Nous utiliserons le modèle à deux phases dont nous avons parlé au chapitre I. Rappelons que dans ce modèle nous considérons une phase gazeuse constituée par des bulles occupant une fraction de volume α et une phase pseudo-liquide constituée par des grains en contact.

Nous admettrons l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE (T2) suivant laquelle la porosité de la phase pseudo-liquide est la porosité au minimum de fluidisation ξ_m .

Rappelons également que BRUGGEMAN (B11) donne une formule théorique permettant de calculer le rapport γ de la conductivité d'un milieu continu conducteur contenant une dispersion au hasard de sphères isolantes, petites par rapport au volume de mesure et occupant une fraction de volume α à la conductivité du milieu continu seul :

$$\gamma = (1 - \alpha)^{3/2}$$

Enfin, rappelons que pour exprimer l'expansion du lit fluidisé hétérogène LEVA (L3) obtient, à partir de considérations sur les pertes de charge en lit fixe, une relation qu'il vérifie sur de nombreux résultats expérimentaux et qui s'écrit :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{1 - \xi_m}{1 - \xi} \frac{\xi^3}{\xi_m^3}$$

Rappelons que cette relation est valable dans le cas de particules de diamètre supérieur à 400 microns : c'est le cas de nos billes de carbone sur lesquelles nous effectuerons l'application numérique.

Ces relations préliminaires étant posées, nous allons supposer dans une première étape que la résistivité du pseudo-liquide reste constante au cours de la fluidisation. On peut donc l'obtenir à partir des mesures effectuées au minimum de fluidisation ($\alpha = 0$), et appliquer la formule de BRUGGEMAN en prenant pour résistance du milieu continu conducteur la résistance du lit au minimum de fluidisation R_0 ; on

a alors :

$$\alpha = \frac{\xi - \xi_m}{1 - \xi_m}$$

et

$$\frac{R_o}{R} = \frac{(1 - \xi)^{3/2}}{(1 - \xi_m)^{3/2}}$$

En éliminant la porosité ξ entre cette relation et la relation de LEVA écrite ci-dessus, on obtient une relation entre la résistance relative et le débit relatif. Pour effectuer cette opération, nous avons développé les deux relations au premier ordre par rapport à $\xi - \xi_m$, en remarquant que cette simplification conduit à exagérer la variation de résistance de 35 % en valeur relative au maximum dans le domaine de variation de Q/Q_o que nous considérons. On obtient alors :

$$R_o/R = 1 - a (Q/Q_o - 1)$$

$$\text{avec } a = \frac{3}{2} \frac{\xi_m}{3 - 2 \xi_m}$$

Les valeurs de la résistance relative en fonction du débit relatif sont comparées, dans le Tableau II ci-dessous, aux valeurs obtenues expérimentalement pour des billes de carbone de 600 microns de diamètre.

TABLEAU II

Q/Q _o	1,25	1,50	1,75	2,00
R/R _o exp	3,7	7,6	12,7	18
R/R _o calc	1,07	1,16	1,25	1,37

Ce tableau nous conduit à rejeter l'hypothèse très simpliste que nous avons faite concernant la constance de la résistance du pseudo-liquide. En effet, cette résistance peut varier pour deux causes différentes :

a) une variation de la porosité du pseudo-liquide

Si nous supposons la résistance entre deux grains constante et égale à r , on peut, par un calcul simple de réseaux de résistance en série-parallèle, calculer la résistivité de différents empilements ordonnés. Les résultats de ce calcul sont reportés dans le Tableau III ci-après :

(voir page suivante)

TABLEAU III

Empilement	coordinence	porosité	résistivité
			diamètre
cubique	6	0,476	1
orthorhombique	8	0,395	0,584
sphénoïdal	10	0,302	0,500
rhomboédrique	12	0,259	0,333

Pour un empilement de grains versés, dit "au hasard", on sait que la porosité se situe entre 0,37 et 0,40 et la coordinence de contact autour de 8. Si l'on place les points des empilements réguliers et le point correspondant à l'empilement au hasard, on obtient, non pas une courbe mais un domaine étroit dans lequel on peut tracer facilement une courbe moyenne grâce à laquelle on aurait pu prévoir par interpolation la coordinence des empilements au hasard connaissant leur porosité. Nous avons appliqué la même méthode pour connaître la valeur de la résistivité des empilements au hasard et avons trouvé que le rapport de la résistivité au diamètre doit être égal à 0,59 pour un tel empilement.

Poursuivons ce raisonnement et admettons que cet empilement au hasard est celui qui existe en lit fixe et qu'il subsiste jusqu'au minimum de fluidisation. Admettons également que l'empilement cubique représenterait une limite extrême de la porosité du pseudo-liquide dans l'état le plus expansé du lit (nous verrons au chapitre suivant qu'en fait la porosité du pseudo-liquide reste effectivement entre ces deux limites). Il en résulte que la résistivité du pseudo-liquide peut au maximum doubler au cours de la fluidisation par ce seul mécanisme d'expansion qui ne peut donc pas expliquer la variation observée.

b) variation de la résistance de contact entre grains

Envisageons maintenant l'hypothèse extrême opposée; elle correspond à l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE : la porosité du pseudo-liquide reste constante et égale à la porosité minimale. La variation de résistance observée doit être alors uniquement due à la variation de la résistance de contact entre deux grains, elle-même expliquée par la variation des forces de liaison au contact. Il nous a paru difficile de calculer même un ordre de grandeur de ces forces et de leur variation au cours de la fluidisation.

Nous nous contentons donc de donner, pour le lit de billes de carbone de 0,6 mm la variation de résistance du pseudo-liquide, obtenue à partir des résultats expérimentaux en tenant compte de la variation qui pourrait être expliquée par l'augmentation du volume occupé par les bulles et par le mécanisme développé ci-dessus.

Q/Q_0	1,25	1,50	1,75	2,00
R_1/R_0	3,5	6,5	10,1	13,1

Nous avons tenté de déduire de ces résultats et de la variation de résistance du monocontact relatée au paragraphe 2.4.4. la variation des forces de liaison entre grains dans le pseudo-liquide; mais outre le peu d'intérêt de ce résultat, il ne nous a pas été possible de l'obtenir de façon précise, les mesures du paragraphe

2.4.4. ayant été faites uniquement sur une bille de 2 mm (la mesure sur une bille de 0,6 mm était impossible par suite de difficultés mécaniques de réalisation de l'appareil).

* * *

CONCLUSIONS

La méthode utilisée a apporté une confirmation de la nature hétérogène du lit fluidisé par gaz. Elle a permis de faire apparaître des phénomènes relativement complexes intervenant dans la conductivité d'un lit fluidisé de grains conducteurs. Elle a montré en tous cas, que la conductivité du lit de coke n'obéit pas à la loi d'Ohm, contrairement à ce qu'en dit JOHNSON (J2).

La complexité de ces phénomènes n'a pas permis à cette méthode de mesure globale de la conductivité électrique moyenne d'un lit fluidisé de donner des résultats quantitatifs quant à la texture du lit et à la répartition des phases.

C'est pourquoi, nous avons entrepris une étude de cette répartition, au moyen d'une sonde locale, utilisant la conductivité électrique du lit. Cette étude va faire l'objet du chapitre III.

CHAPITRE III

M É T H O D E D E M E S U R E L O C A L E

L'étude bibliographique du chapitre I a montré l'évolution des méthodes de mesure vers la recherche d'une connaissance de plus en plus détaillée de la texture locale du lit fluidisé, en particulier des bulles. Généralement, ces propriétés ont été mesurées sur des bulles isolées, injectées à la base du lit (A1, D1). Seuls, à notre connaissance, BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) et LANNEAU (L1) ont publié des résultats sur les bulles en place telles qu'elles apparaissent normalement dans un lit fluidisé, hétérogène.

Après avoir mesuré des conductivités globales moyennes dans un volume important du lit, il était normal de s'attacher à la mesure par voie électrique de propriétés locales. Cette voie nous paraissant devoir conduire à une mesure n'introduisant que peu de perturbations aux phénomènes que nous voulions étudier, à condition de mettre au point une forme d'électrode appropriée. A ce point de vue, nous exposerons, uniquement dans le corps de ce mémoire, les solutions que nous avons retenues, réservant pour l'annexe A l'exposé des formes d'électrodes diverses que nous avons essayées.

1. MESURES SUR UNE ELECTRODE PONCTUELLE

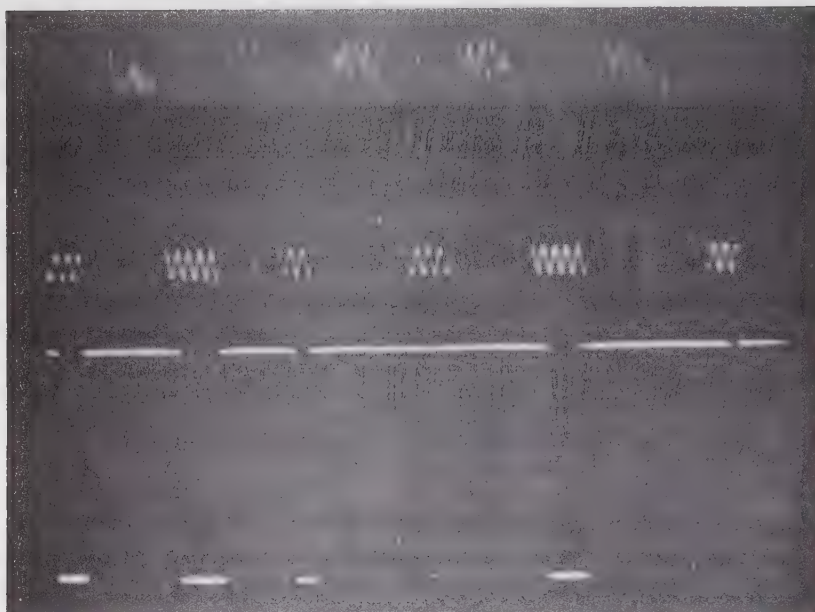
1.1. Principe de la Méthode

Le principe de la méthode est analogue à celui utilisé par NEAL et BANKOFF (N2), pour l'étude des milieux diphasiques azote-mercure, étude dont nous avons eu connaissance alors que le présent travail était déjà en cours.

Ce principe est le suivant : une électrode quasi ponctuelle, montée sur une tige isolante verticale est immergée dans le lit. L'autre électrode constituée d'une plaque de cuivre de grande dimension, collée à la paroi de la colonne est mise à la masse. Ces deux électrodes constituent ainsi les deux extrémités d'un circuit alimenté en courant continu. Lorsque le lit est au repos, le circuit est fermé sur la résistance des grains conducteurs. Au cours de la fluidisation, si l'électrode ponctuelle plonge dans le "pseudo-liquide", le circuit reste fermé. Au contraire, au passage d'une bulle englobant cette électrode, le circuit est interrompu. La

Figure 18

Le signal recueilli sur l'électrode



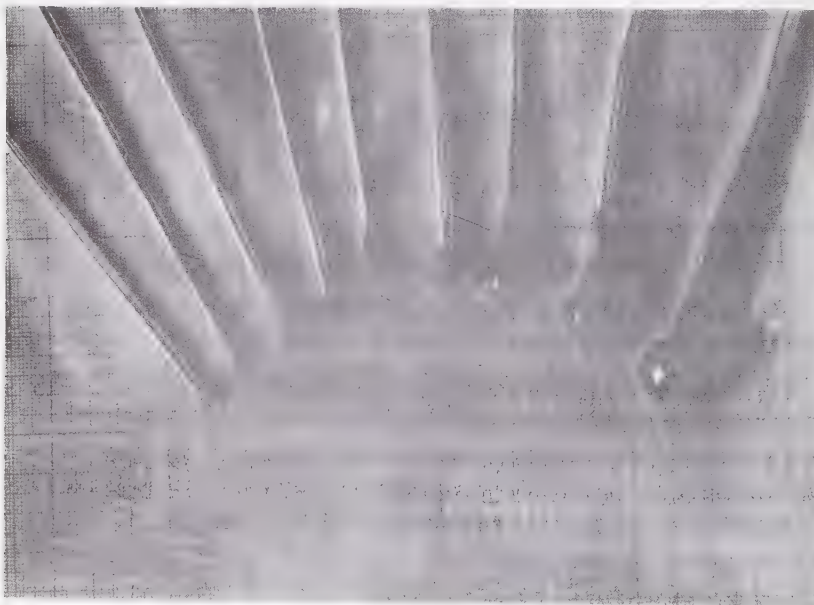
Photographie de l'écran de l'oscilloscope :

en haut : le signal brut sur l'électrode

en bas : le signal à la sortie du discriminateur

Seules les impulsions de durée suffisante sont comptées.

Figure '8 bis



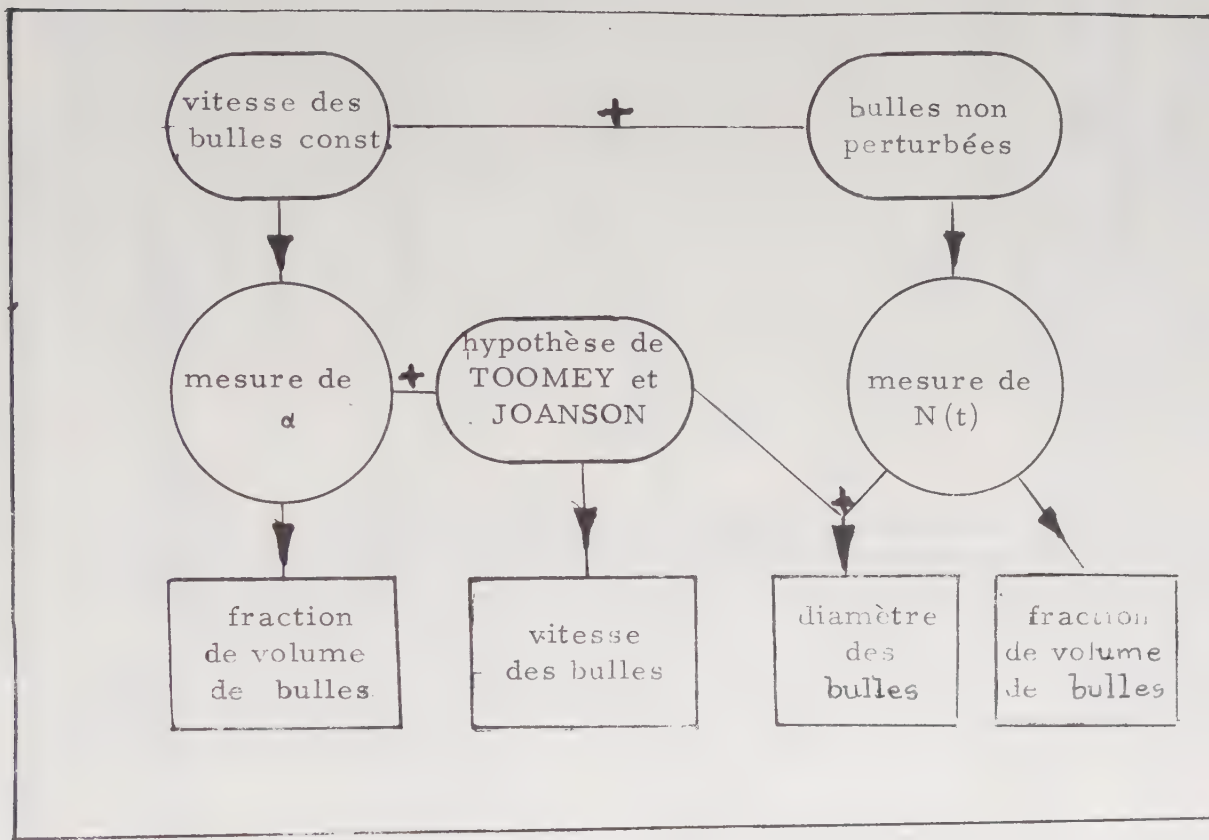


Figure 19 : SCHEMA DE LA METHODE

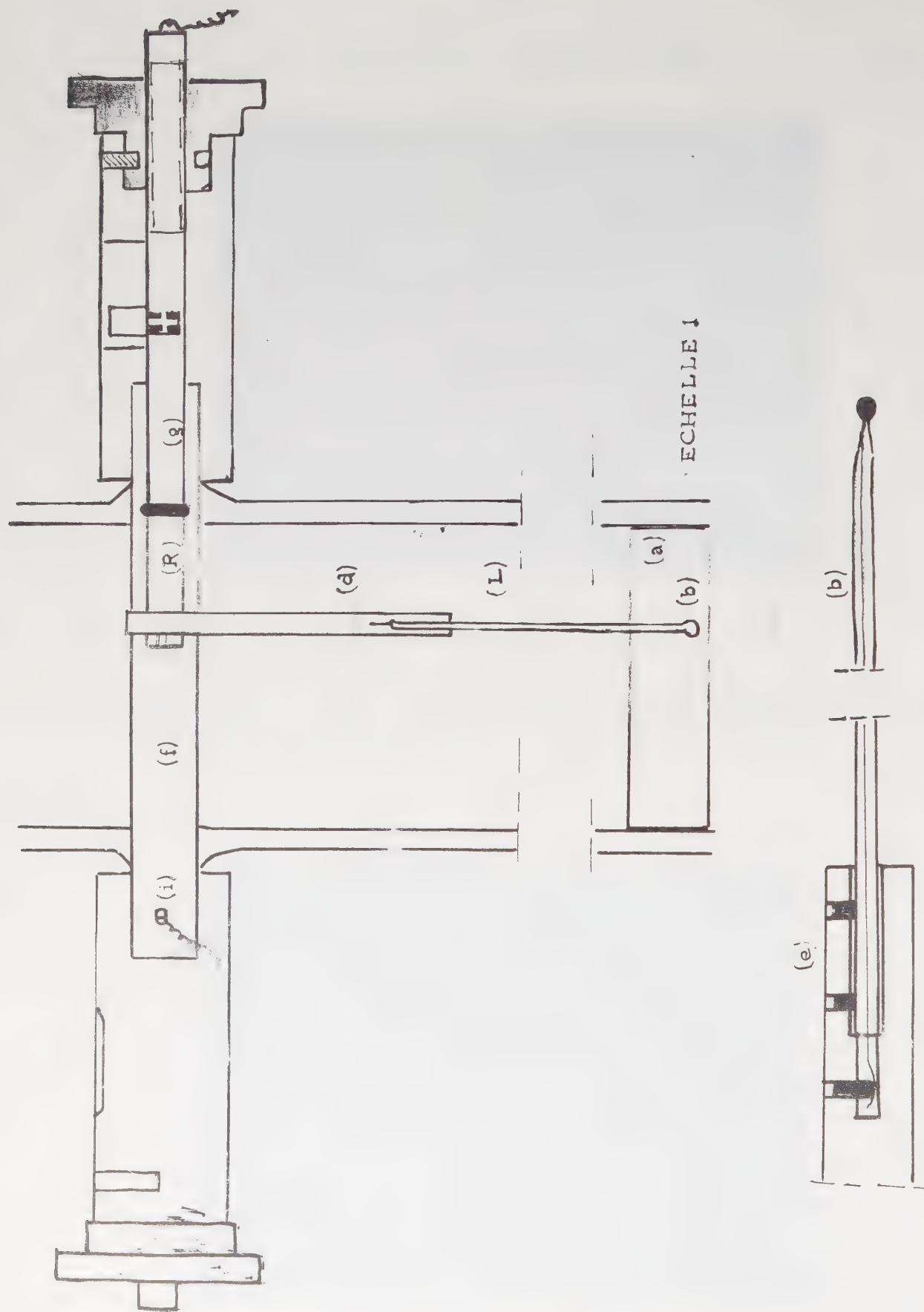


Figure 20 : LES ELECTRODES et le PORTE-ELECTRODES

durée de cette interruption va dépendre de la taille de la bulle, de sa vitesse et de sa position par rapport à l'électrode; elle se traduira par une brutale fluctuation de la tension de l'électrode ponctuelle. La figure 18 est une photographie de cette fluctuation telle qu'elle apparaît sur l'écran d'un oscilloscope, branché entre les deux électrodes.

Nous fixons les paramètres de la fluidisation et la position de l'électrode. Nous supposons l'écoulement des bulles permanent, de telle sorte que l'enregistrement des impulsions se produisant sur l'électrode pendant un temps de mesure suffisamment long, fournisse des renseignements sur l'état du lit en ce point et dans ces conditions. En particulier, on pourra déterminer la fraction de temps pendant lequel le circuit sera ouvert; si on suppose la vitesse des bulles constante en première approximation, elle sera égale à la fraction de volume occupée par les bulles dans un volume entourant l'électrode. TOOMEY et JOHNSTONE (T2) ont fait l'hypothèse que la vitesse du gaz dans le "pseudo-liquide" était égale à la vitesse minimale de fluidisation. Connaissant la fraction de volume occupée par les bulles et appliquant le théorème de DUPUIT (D8) d'après lequel dans un milieu à deux phases la fraction de surface vide découpée sur une surface quelconque traversant le milieu est égale à la fraction de volume de vide, on détermine la vitesse des bulles :

$$v_b = \frac{V_0 - V_{om}(1 - \alpha)}{\alpha} \quad (0)$$

Cette relation va nous fournir un premier ordre de grandeur de la vitesse des bulles. D'autre part, au moyen d'un dispositif électronique de comptage d'impulsions, on peut déterminer le nombre d'impulsions de durée t donnée et obtenir ainsi la courbe de distribution des durées d'interruption. Cette courbe va nous permettre, si nous connaissons la vitesse des bulles, de déterminer les courbes de distribution de diamètre de bulles. La figure 19 représente un schéma de la méthode comprenant d'une part les grandeurs mesurées, d'autre part, les hypothèses et enfin, les grandeurs que l'on peut en déduire.

1.2. Appareillages

1.2.1. Les électrodes (fig. 20)

L'électrode à la masse (a) est constituée d'une plaque de cuivre de 0,6 mm d'épaisseur et de 2 cm de haut collée à la paroi interne de la colonne sur toute sa circonférence.

L'électrode ponctuelle (b) est une petite sphère de laiton de 1,4 mm de diamètre; le fil reliant cette électrode au circuit traverse un capillaire de verre (c) qui l'isole et sert en même temps de support à l'électrode. L'extrémité supérieure de la tige de verre est emmanchée à l'extrémité d'un barreau de laiton vertical (d) et maintenue par des vis (e) en chlorure de polyvinyle serrant sur le verre. Notre choix s'est porté sur le verre comme isolant de la tige-support de l'électrode, car parmi tous les matériaux essayés (gaine de fil électrique, lucoflex, teflon) c'était le seul à ne pas se recouvrir, à la longue, d'une pellicule conductrice de poussière de carbone.

Le porte-électrode se compose d'une bride (f) en chlorure de polyvinyle, serrée entre deux éléments de "Pyrex" de la colonne; cette bride est traversée par des pièces métalliques (g) servant à la fois à transmettre à l'électrode, depuis l'extérieur de la colonne, un mouvement de translation suivant un rayon d'une section

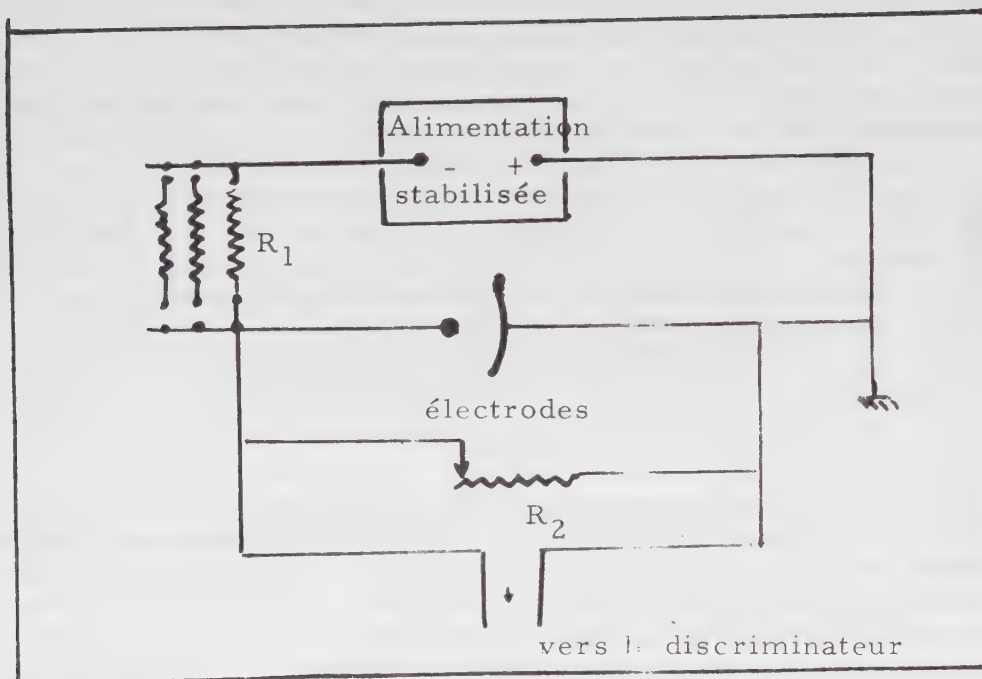


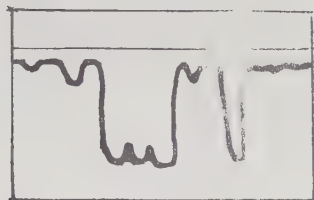
Figure 24 : LE CIRCUIT CONTINU

Figure 22

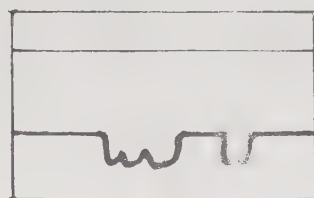
PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DISCRIMINATEUR

Aspects de l'impulsion

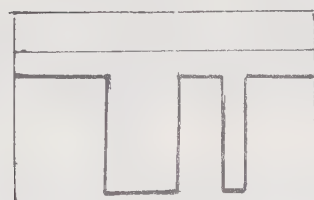
après



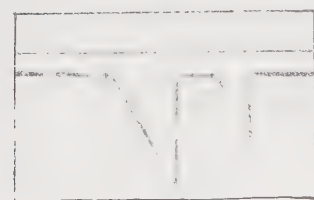
l'électrode



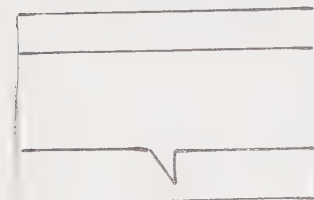
écrêtage



la mise en forme et
l'amplification



l'intégration et la
décharge



le second écrêtage



la seconde mise en forme

vers le compteur

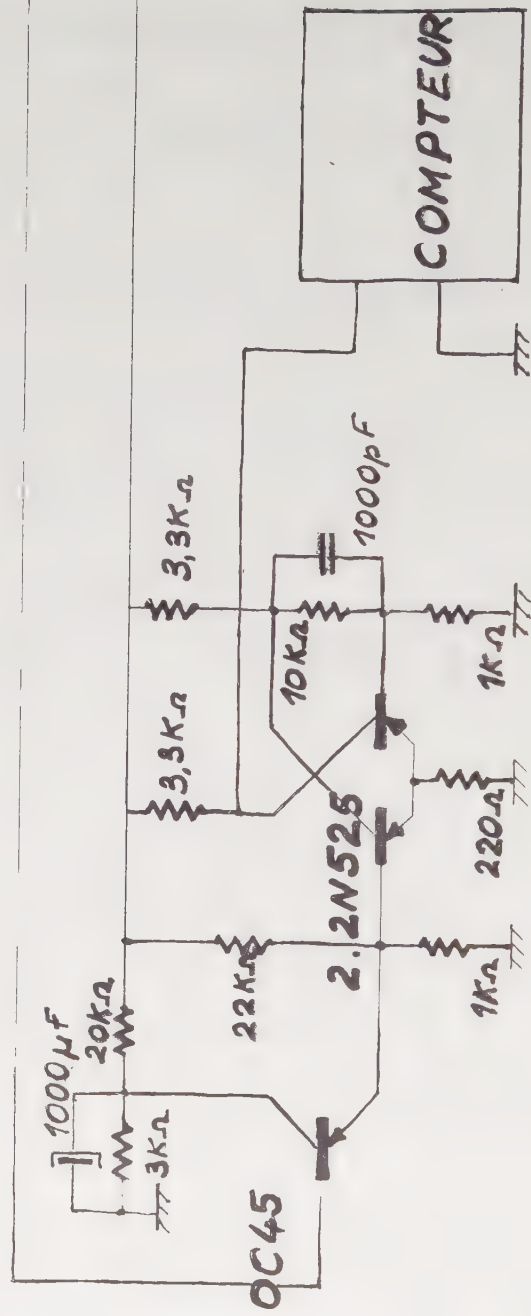
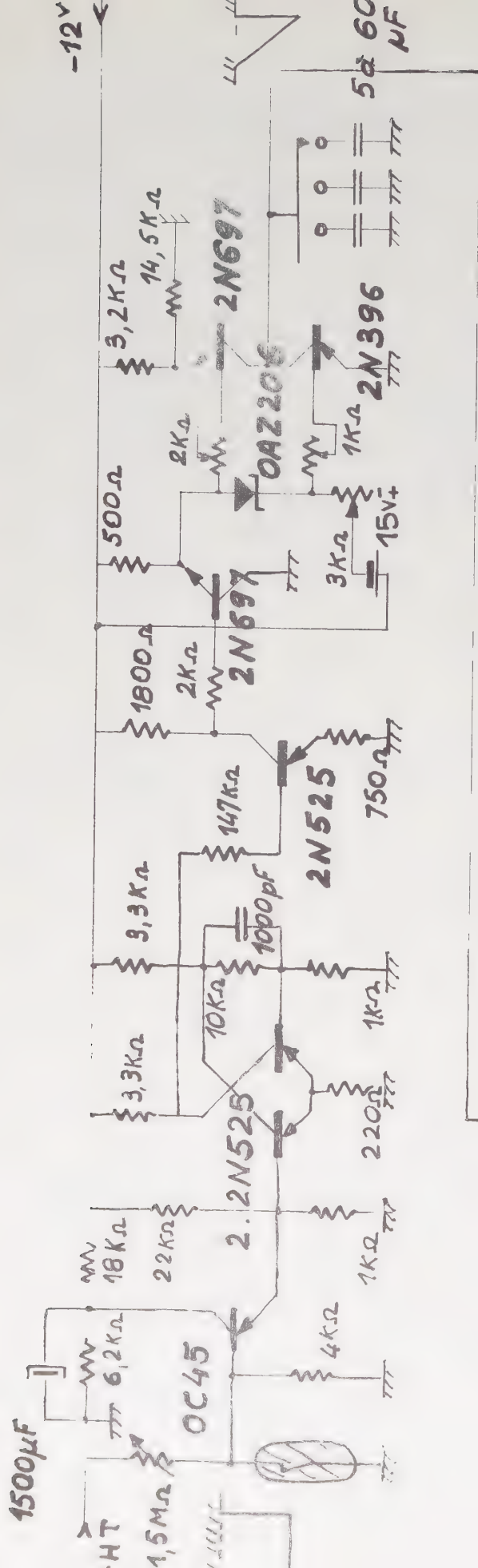


Figure 23

DISCRIMINATEUR DURÉE - AMPLITUDE.

horizontale de celle-ci et à assurer le passage du courant. L'étanchéité est assurée par un joint à lèvres (h). La liaison de la plaque à la masse du circuit est assurée par un autre passage de courant étanche (tube de cuivre collé à l'araldite) (i) à travers la bride (f).

1.2.2. Le circuit continu (fig. 21)

Il s'agissait de réaliser un circuit fournissant aux bornes des électrodes, des fluctuations de tension de l'ordre du volt entre l'ouverture et la fermeture du circuit. Nous avons utilisé un montage analogue à celui décrit pour les mesures globales. Une alimentation stabilisée en tension fournit une tension réglable de 200 à 400 volts. En série avec cette alimentation une résistance R1 de 100 Mégohms assure une intensité constante dans le circuit lorsque celui-ci est fermé sur la résistance du pseudo-liquide. Branchée en parallèle entre les deux électrodes, une résistance variable R2 de quelques kilohms sert à limiter la tension entre l'électrode à l'ouverture du circuit.

1.2.3. Le circuit de comptage et de tri des impulsions

Ce circuit a pour rôles :

1°) de trier les impulsions de manière à ne laisser passer que celles dont l'amplitude dépasse un certain seuil qui correspond donc à l'ouverture complète du circuit. Le seuil a été fixé à 0,8 volts. Nous verrons plus loin (1.3.3.) comment on a déterminé ce seuil;

2°) de trier les impulsions en largeur afin de ne laisser passer que celle dont la durée dépasse un certain seuil t connu; en faisant varier ce seuil, on déterminera la courbe de distribution cumulée des durées d'interruption;

3°) de donner à ces impulsions une forme standard afin qu'elles déclenchent le compteur à coup sûr;

4°) enfin de les compter.

Les trois premiers de ces rôles sont assurés par le discriminateur Durée-Amplitude, montage électronique à transistors, construit au laboratoire grâce à la très fructueuse collaboration de Monsieur J.P. MIHE, Physicien au C.N.R.S.

Le comptage est effectué par un compteur à échelle 100 fabriqué par le C.E.A.*

Le Discriminateur Durée-Amplitude :

Nous donnerons ici les principes de base du fonctionnement des différents étages, illustré par l'organigramme de la figure 22. Pour le détail on se reportera à l'annexe B et au plan de la figure 23.

L'écritage à l'entrée est assuré par un étage à transistor qui sert également d'adaptateur d'impédance. La liaison à l'étage suivant est une liaison continue, afin de ne pas déformer les signaux longs.

* Commissariat à l'Energie Atomique. Division des Constructions Electriques.
Fort de Châtillon - FONTENAY-AUX-ROSES (Seine).

Figure 24

Fonctionnement du Discriminateur



a

b

en haut : signal d'étalonnage donné par le générateur
en bas : signal intégré après le convertisseur durée-amplitude



b

c

en haut : le signal intégré
en bas : le signal à la sortie du discriminateur

La durée du signal d'entrée est tout juste suffisante pour donner un signal en sortie.

La mise en forme et l'amplification sont assurées par un "trigger" délivrant des signaux carrés dont la durée est égale à celle des signaux d'entrée dépassant le seuil.

L'étage suivant transforme le signal carré de durée t en un signal en dent de scie dont l'amplitude est proportionnelle à t et dont le front postérieur est pratiquement vertical. Ce dernier point est indispensable pour éviter les superpositions d'impulsions successives rapprochées. Il est obtenu en chargeant un condensateur sous courant constant pendant la durée de l'impulsion et en le déchargeant brutalement à la fin de l'impulsion.

Un nouvel écrêtage en amplitude permet de ne laisser passer que les signaux correspondant aux signaux d'entrée de durée supérieure à t . Enfin, un second "trigger" analogue au premier amplifie et remet en forme l'impulsion pour qu'elle déclenche le compteur de façon sûre. Les photographies de la figure 24 illustrent le fonctionnement du discriminateur. Elles montrent le signal à l'entrée et à la sortie pour différentes valeurs du condensateur.

1.2.4. Intégration pour la mesure directe de α

Pour connaître la fraction de temps d'interruption, on intègre au moyen de l'intégrateur Lemouzy utilisé dans les mesures globales, le signal après la sortie de la première bascule de l'intégrateur.

1.3. Mode opératoire

1.3.1. Les conditions de la fluidisation

Chaque expérience correspond à des conditions de fluidisation et à des dispositions d'électrodes déterminées. Dans le tableau I ci-joint, nous récapitulons l'ensemble des expériences réalisées. Chaque expérience est identifiée par un nombre de 5 chiffres indiquant suivant sa position, la valeur d'un des cinq paramètres : débit d'air, position radiale de l'électrode, hauteur de l'électrode, forme de l'électrode et hauteur du lit en repos.

TABEAU I

Convention de numérotation des expériences

		1	2	3	4
Unités	Valeur du débit d'air m ³ /H	8	9	10	10,7
Dizaines	Distance de l'électrode à l'axe de la colonne mm	32	20	5	
Centaines	Hauteur de l'électrode au-dessus du lit de billes de verre mm	195	145	80	
Milliers	Forme d'électrode	Sphér.	Cylin.		
Dixmilliers	Rapport H/D, hauteur sur diamètre du lit	1	2		

Ainsi l'expérience 21 311 correspond à un rapport $H/D = 2$, une électrode sphérique située à 80 mm du lit de billes de verre, à 32 mm de l'axe de la colonne, et à un débit d'air de 8 m³/h.

La gamme des débits utilisés est limitée par l'expansion du lit et la construction de la colonne. On fait varier la position radiale de l'électrode en agissant sur le bouton moleté du porte électrode et la hauteur de l'électrode en démontant la partie supérieure de la colonne et en faisant coulisser la tige de laiton dans son logement. La seule forme d'électrode utilisée dans l'interprétation des résultats est la forme sphérique. Les renseignements sur l'électrode cylindrique sont donnés en annexe A.

1.3.2. Etalonnage en durée du discriminateur

Pour étalonner le discriminateur, on remplace l'ensemble constitué par la colonne et le circuit continu par un générateur de carrés T.B.F. (Générateur CRC - GB 64); on adapte son impédance de sortie pour la rendre égale à celle existant à l'entrée du discriminateur au cours de la mesure et on observe sur un oscilloscope à deux courbes (Oscilloscope CRC - OC 425) le signal à l'entrée du compteur. Pour chaque valeur du condensateur on détermine la fréquence à partir de laquelle l'appareil ne compte plus et on mesure à ce moment la largeur du signal d'entrée sur l'oscilloscope.

Cette méthode est plus précise que celle qui consiste à déterminer la largeur de l'impulsion à l'entrée en comptant le nombre d'impulsions en sortie pendant un temps déterminé, car cette méthode suppose l'égalité des durées des deux demi-périodes de l'impulsion fournie par le générateur et nous avons constaté que cette condition n'était pas réalisée nécessairement.

Les résultats de cet étalonnage sont reportés dans le tableau II. Les valeurs des condensateurs sont les valeurs marquées par le constructeur susceptibles d'une erreur de 20 %, car nous n'avons pas le moyen de mesurer avec précision la capacité de condensateur de si fortes valeurs; de toute manière, cette valeur n'intervient pas dans l'étalonnage car nous pouvons graduer directement le commutateur de seuils de durée du discriminateur en temps réel.

TABEAU II

$\frac{C}{t}$	$\frac{10}{11,2}$	$\frac{22,5}{24}$	$\frac{25}{31,5}$	$\frac{30}{33,5}$	$\frac{42,5}{47,5}$	$\frac{45}{55,5}$	$\frac{62,5}{65}$	$\frac{65}{73}$	$\frac{75}{80}$
$\frac{C}{t}$	$\frac{87,5}{94}$	$\frac{90}{102}$	$\frac{100}{112}$	$\frac{112,5}{126}$	$\frac{115}{132}$				

C : valeur marquée du condensateur (microfarads)

t : durée de l'impulsion la plus courte comptée

Les photographies de la figure 24 illustrent le fonctionnement du discriminateur, avec l'impulsion d'étalonnage carrée fournie par le générateur (a), l'impulsion à la sortie du convertisseur durée amplitude (b) et l'impulsion à l'entrée du compteur (c).

La précision de l'étalonnage est liée d'une part à la précision de la mesure

de la largeur d'impulsion sur l'écran de l'oscilloscope, d'autre part à la stabilité du générateur et enfin à la précision de la détermination de la fréquence de seuil. En effectuant plusieurs étalonnages successifs, on a pu évaluer le maximum de l'erreur relative sur t à 2,2 %; cette valeur est atteinte pour les impulsions les plus longues, correspondant aux très basses fréquences du générateur. On a pu vérifier que cet étalonnage reste valable avec un signal de forme quelconque, grâce à une série de photographies analogues à celles de la figure 18.

1.3.3. Réglage du circuit continu - Hauteur d'impulsion

Nous avons vu au paragraphe 1.2.2. que nous disposions d'un réglage sur la valeur de R_2 , d'un réglage sur la valeur de la tension et également de différentes valeurs de R_1 . Ceci va nous permettre de régler le circuit de manière telle que les impulsions apparaissent sous forme de pics de 1 Volt environ, crête à crête, déclanchant ainsi le système de comptage qui, nous l'avons vu, écrête à 0,8 volts.

Il s'agit, tout d'abord, de régler le rapport R_2/R_1 pour que d'une part, la tension de l'électrode soit pratiquement nulle lorsqu'elle plonge dans le pseudo-liquide, que d'autre part, elle soit de l'ordre de 1 volt lorsque le circuit est ouvert. Ne connaissant pas la résistance du pseudo-liquide, on opère en observant le signal à l'oscilloscope. On fixe une valeur de R_1 et une valeur de la tension d'alimentation E ; on ouvre le circuit et on règle R_2 pour que la tension entre les deux bornes de la coupure soit supérieure à 1 volt; puis on connecte les électrodes et on met en route la fluidisation. Si la valeur de R_2 est trop forte vis-à-vis de la résistance du pseudo-liquide, on n'observe pratiquement aucune fluctuation de la tension; il faut alors recommencer le réglage avec une valeur de R_1 plus faible. Puis on ajuste la tension de crête à 0,840 volts; cette valeur a été choisie à la suite de l'observation suivante : si on diminue la tension de crête en dessous de 0,840 volts pour la rendre plus proche de la tension d'écrêtage de 0,800 volts, on a une perte de comptage due à l'insécurité du déclenchement; par contre, en augmentant cette valeur de crête, on a une augmentation du comptage due aux fluctuations de la résistance du pseudo-liquide. On a conservé cette valeur de 0,840 v. tout au long des expériences afin qu'elle constitue une référence pour la mesure de la largeur des impulsions; en effet, comme celles-ci n'ont pas un front absolument raide, la largeur mesurée dépend, dans une faible mesure, du niveau d'écrêtage par rapport au niveau de crête de l'impulsion. Ce choix comporte un certain arbitraire mais on a vérifié qu'il n'influe pas notablement sur les courbes de distribution de largeur d'impulsion obtenues.

1.3.4. Déroulement d'une expérience

Il subsiste une difficulté,

Jusqu'à présent, nous avons considéré le pseudo-liquide comme un milieu continu conducteur; en fait, il s'agit d'un empilement de grains si bien que, même lorsque l'électrode plonge dans le pseudo-liquide, il se produit des impulsions de très courtes durées, dues à l'impact des grains sur l'électrode. Ces grésillements vont venir augmenter le nombre d'impulsions comptées si le seuil de durée t est fixé trop bas. On ne pourra donc faire de mesure qu'au-dessus d'un certain seuil. La valeur de ce seuil va déterminer le diamètre de la plus petite bulle pouvant être détectée par la méthode. On observe sur les photographies de la figure 18 que ces impulsions parasites ont une durée de l'ordre de la milliseconde. Afin qu'elles ne viennent pas fausser les mesures, on a donc commencé celles-ci à 10 ms. De

toutes manières, il existe d'autres limites inférieures du diamètre des bulles détectables par la méthode : tout d'abord, la définition même d'une bulle, ensuite la dimension de l'électrode. Etant donné que l'électrode a un diamètre de 1,4 mm et que les bulles ont une vitesse de l'ordre de 20 à 50 cm/s la plus petite interruption qui pourra être provoquée par une bulle sans que celle-ci soit perturbée par l'électrode, aura une durée de $0,14/20 = 0,007$ s. Les grains ayant des dimensions de l'ordre du millimètre, on pourra donc convenir arbitrairement d'appeler "bulle" tout volume vide de grains pouvant être contenu dans une sphère de diamètre double du diamètre des grains. Les bulles de moins de 2 mm échapperont ainsi à notre mesure. Mais, ainsi que le font remarquer BAUMGARTEN et PIGFORD dont la méthode de mesure est limitée inférieurement à des bulles de 7 mm, le débit de gaz transporté par ces bulles de toute petite dimension, doit être relativement faible.

Ces différents réglages étant effectués, il suffit de mettre le lit en état de fluidisation, au débit voulu, de placer l'électrode et de déclencher le comptage. Au bout d'une minute, un "timer" arrête le compteur et on lit le nombre d'impulsions et la valeur du seuil affichée au discriminateur. Cette durée de comptage de 1 mn résulte d'un compromis entre la reproductibilité des expériences qui nécessite de compter un nombre d'impulsions élevé et la durée totale des expériences. L'ensemble des mesures pour différentes durées de comptage et différentes conditions expérimentales sont reportées dans le tableau III.

1.3.5. Mesure directe de α

L'impulsion à la sortie de la première bascule se produit entre deux niveaux continus, V_1 lorsque le circuit est ouvert et V_2 lorsque le circuit est fermé. Pour tenir compte d'éventuelles variations de ces niveaux au cours du temps, on effectue à chaque expérience une intégration avec le circuit d'électrodes ouvert et une intégration avec les deux électrodes court-circuitées. On mesure les temps t_2 et t_1 respectivement nécessaires pour que le signal intégré atteigne 20 volts. Puis, on mesure le temps nécessaire pour atteindre ces mêmes vingt volts avec les impulsions délivrées par la colonne. La valeur de α_t est alors donnée par :

$$\alpha_t = \frac{t_1 (t_2 - t)}{t (t_2 - t_1)}$$

Le tableau V reproduit les valeurs expérimentales de α_t ainsi mesurée (désignée par α'_t).

1.4. Interprétation et exploitation des résultats

1.4.1. Bases théoriques de l'interprétation

1.4.1.1. Définitions et hypothèses

Nous avons vu que, si on suppose la vitesse des bulles constante, la fraction de volume occupée par les bulles est égale à la fraction de temps d'interruption du circuit. En effet, désignons par v_B la vitesse des bulles, par $(d\delta/dB)$ dB le nombre de bulles de diamètre compris entre B et B + dB traversant l'unité de section horizontale de colonne pendant l'unité de temps et par $N(t)$ le nombre d'impulsions de durée supérieure à t comptées sur l'électrode. D'autre part, nous allons

faire les hypothèses suivantes :

- les bulles sont sphériques de diamètre B;
- le passage sur l'électrode ne perturbe ni leur forme, ni leur vitesse.

De ces deux hypothèses, la première apparaît acceptable à la lumière des observations de bulles faites par d'autres auteurs, par exemple REUTER (R4). De toute manière, nous verrons que la précision de nos résultats ne justifie pas la nécessité de faire une hypothèse plus compliquée sur la forme des bulles comme le font BAUMGARTEN et PIGFORD (B7). La seconde est une hypothèse de travail qui est le fondement même de la méthode et qui ne pourra se justifier que par la cohérence des résultats expérimentaux interprétés au moyen de cette hypothèse.

1.4.1.2. Calcul de N (t)

La figure 25 traduit les deux hypothèses précédentes. D'après cette figure, on voit que si $L = v_B t$ est la longueur parcourue par la bulle pendant la durée de l'interruption, si x est la distance entre l'électrode et la trajectoire du centre de la bulle, il existe la relation :

$$B^2 = L^2 + 4 x^2 \quad (1)$$

Si nous considérons maintenant la catégorie de bulles de diamètres compris entre B et B + dB, il y en a :

$$d^2 N_{Bx} = 2\pi x dx \frac{dV}{dB} dB \quad (2)$$

qui passent à une distance comprise entre x et x + dx du centre de l'électrode. Pour ces bulles, la relation (1) devient :

$$L dL = - 4 x dx \quad (3)$$

ou

$$v_B^2 t dt = - 4 x dx \quad (4)$$

Nous sommes à présent en mesure de calculer le nombre d'interruptions provoquées par la classe de bulles considérée dont la durée est comprise entre t et t + dt, soit :

$$d^2 N_{Bt} = d^2 N_{Bx} = -\frac{\pi}{2} v_B^2 t dt \frac{dV}{dB} dB \quad (5)$$

et le nombre d'interruption de durée supérieure à t causées par ces mêmes bulles :

$$d N_B = \int_t^{B/v_B} \frac{\pi}{2} v_B^2 t dt \frac{dV}{dB} dB \quad (6)$$

ou

$$d N_B = \frac{\pi}{4} (B^2 - v_B^2 t^2) \frac{dV}{dB} dB \quad (7)$$

Si nous considérons à présent toutes les bulles susceptibles de donner une interruption de durée supérieure à t, depuis la plus petite de diamètre :

Figure 26 : MESURES DE α

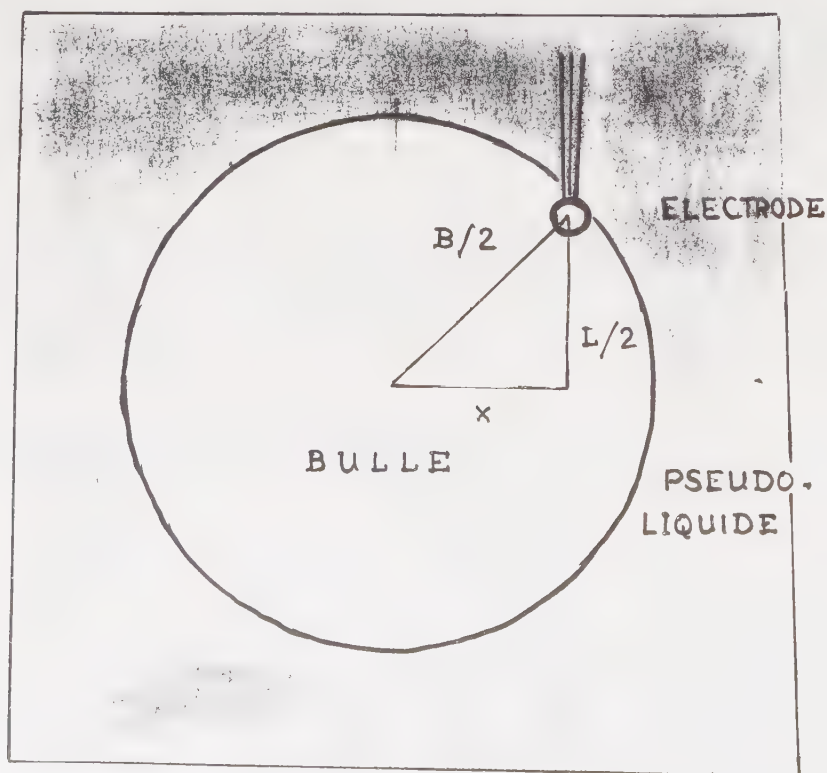
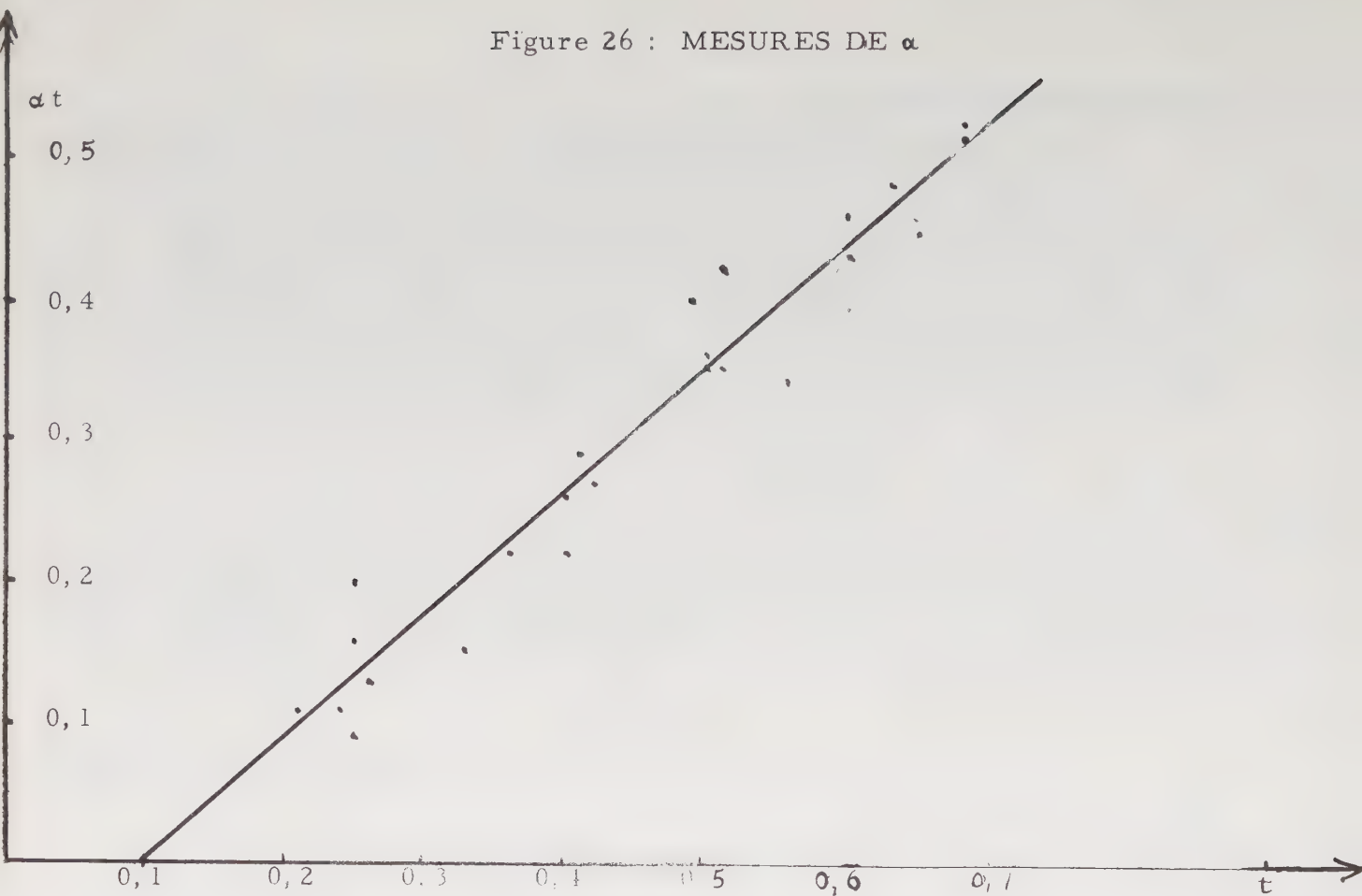


Figure 27 : DUREE DE VIE D'UNE BULLE

$$B_{\min} = v_B t \quad (8)$$

jusqu'à la plus grosse de diamètre $B_{\max}$, on obtient par intégration de la relation (7) :

$$N(t) = \frac{\pi}{4} \int_{v_B t}^{B_{\max}} (B^2 - v_B^2 t^2) \frac{d\sqrt{}}{dB} dB \quad (9)$$

Cette fonction $N(t)$, dépend de t d'une part par la quantité sous le signe somme, d'autre part, par la limite inférieure de l'intégrale. Elle ne peut donc pas être explicitée.

1.4.2. La fraction de volume occupée par les bulles α_v

1.4.2.1. Calcul de la fraction de volume α_v :

La fraction de volume occupée par les bulles dans un cylindre de section unité et de longueur égale à la distance parcourue par une bulle pendant l'unité de temps est :

$$\alpha_v = \frac{1}{v_B} \int_0^{B_{\max}} \frac{\pi B^3}{6} \frac{d\sqrt{}}{dB} dB \quad (10)$$

(v_B supposé indépendant de B)

La fraction de temps occupée par les interruptions sur l'électrode est :

$$\alpha_t = \int_0^{t_{\max}} t \frac{dN}{dt} dt \quad (11)$$

En dérivant (9), on obtient :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\pi}{2} v_B^2 t \sqrt{(v_B t)} \quad (12)$$

D'où en portant cette valeur dans (11) :

$$\alpha_t = \frac{\pi}{2} \int_0^{t_{\max}} v_B^2 t^2 \sqrt{(v_B t)} dt \quad (13)$$

et si on pose $v_B t = B$:

$$\alpha_t = \frac{1}{v_E} \int_0^{B_{\max}} \frac{\pi B^2}{2} \sqrt{(B)} dB \quad (14)$$

TABLEAU III N(T)

Expér. N°	ε	11,2	24	31,5	33,5	47,5	55,5	65	73	80	94	102	112	126	132	ms
21311	298	184	184	112	91	63	50	36	33	40	25	29	25	9	0	
21312	295	201	201	164	156	124	80	66	57	26	15	2	7	8	0	
21313	376	282	282	218	204	184	158	145	118	121	62	51	54	50	27	
21314	435	294	294	252	243	230	173	181	128	123	83	86	65	47	53	
21321	272	136	136	101	66	55	36	11	3	1	0	0	0	0	0	
21322	285	218	218	170	193	132	120	122	75	65	35	15	24	7	6	
21323	352	272	272	204	263	197	179	150	118	127	102	87	69	70	45	
21324	385	297	297	269	277	255	181	199	145	121	123	101	78	64	58	
21331	161	91	91	47	40	21	13	7	14	13	1	0	0	0	0	
21332	301	228	228	165	170	149	117	86	77	45	35	16	6	2	4	
21333	364	265	265	217	226	200	160	170	135	103	82	56	34	17	15	
21334	322	263	263	248	246	196	176	174	142	110	98	76	70	54	39	
21121	134	80	80	70	73	55	39	29	28	14	15	6	7	1	0	
21122	207	151	151	147	154	126	117	124	114	88	76	76	55	45	39	
21123	198	200	200	160	162	156	140	153	131	141	117	117	102	102	93	
21124	210	219	219	174	174	175	145	170	147	154	129	117	109	104	96	
21111	169	120	120	100	97	83	65	57	46	46	15	8	10	2	0	
21112	163	148	148	116	135	109	96	100	86	75	68	51	46	39	16	
21113	215	173	173	152	152	135	121	138	116	108	100	95	82	74	74	
21114	234	200	200	182	182	155	156	156	149	141	114	112	93	88	92	
21131	135	94	94	59	73	54	41	33	30	16	14	7	1	0	0	
21132	189	188	188	144	174	156	125	144	127	126	103	85	67	52	48	
21133	179	195	195	156	162	147	139	163	137	140	130	129	110	106	105	
21134	206	183	183	188	190	189	166	178	158	149	140	133	107	109	103	
21251	134	126	126	104	111	62	56	42	34	19	15	9	4	2	2	
21252	197	165	165	123	151	99	104	107	85	83	60	40	31	15	20	
21233	227	190	190	156	197	164	169	172	137	140	103	111	107	99	86	
21234	227	190	190	156	197	164	169	172	137	140	103	111	107	99	86	

Figure 29 - DEBIT PASSANT SOUS FORME DE BULLES
DE DIAMETRE B A DIFFERENTS DEBITS

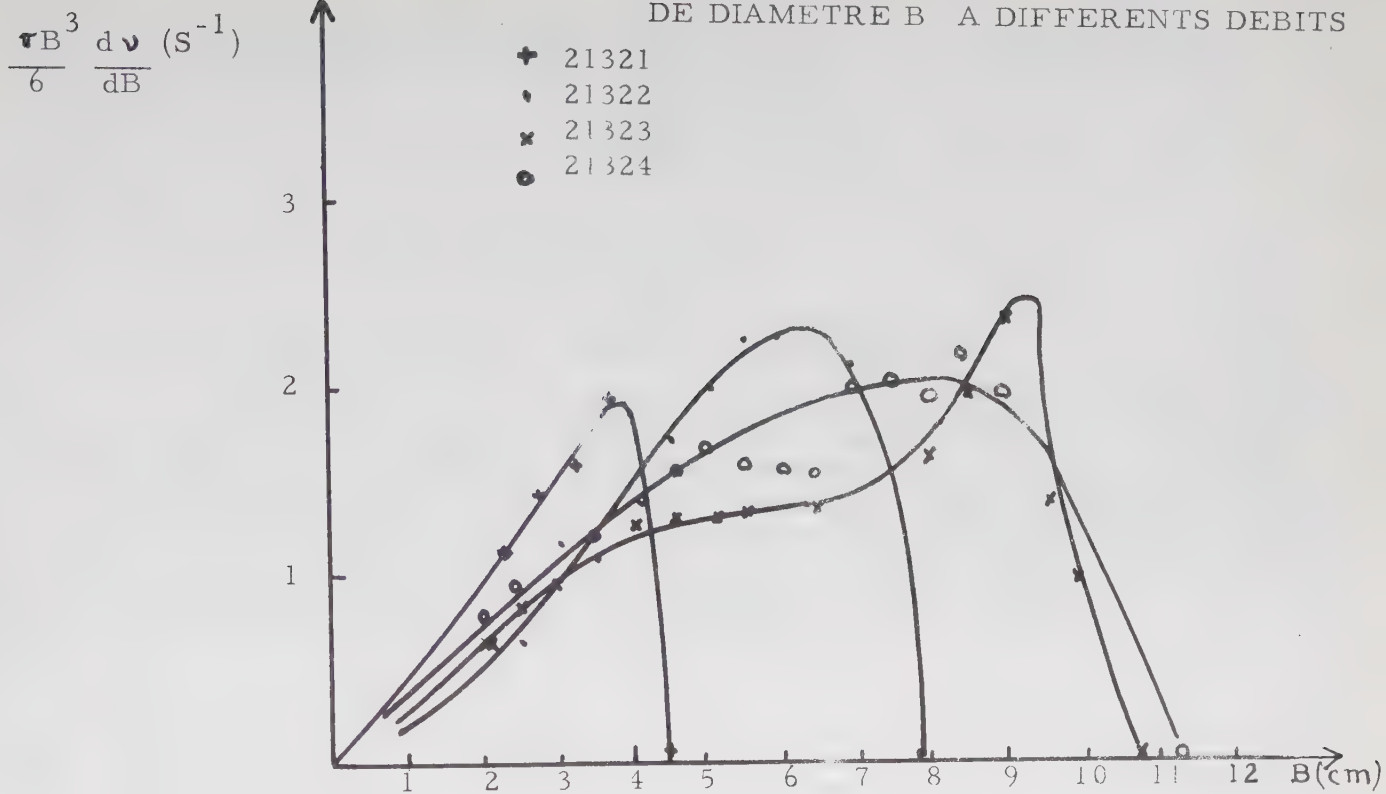


Figure 30

LA FRACTION DE VOLUME OCCUPEE PAR LES BULLES
EST EGALE A LA FRACTION DE TEMPS D'INTERRUPTIONS

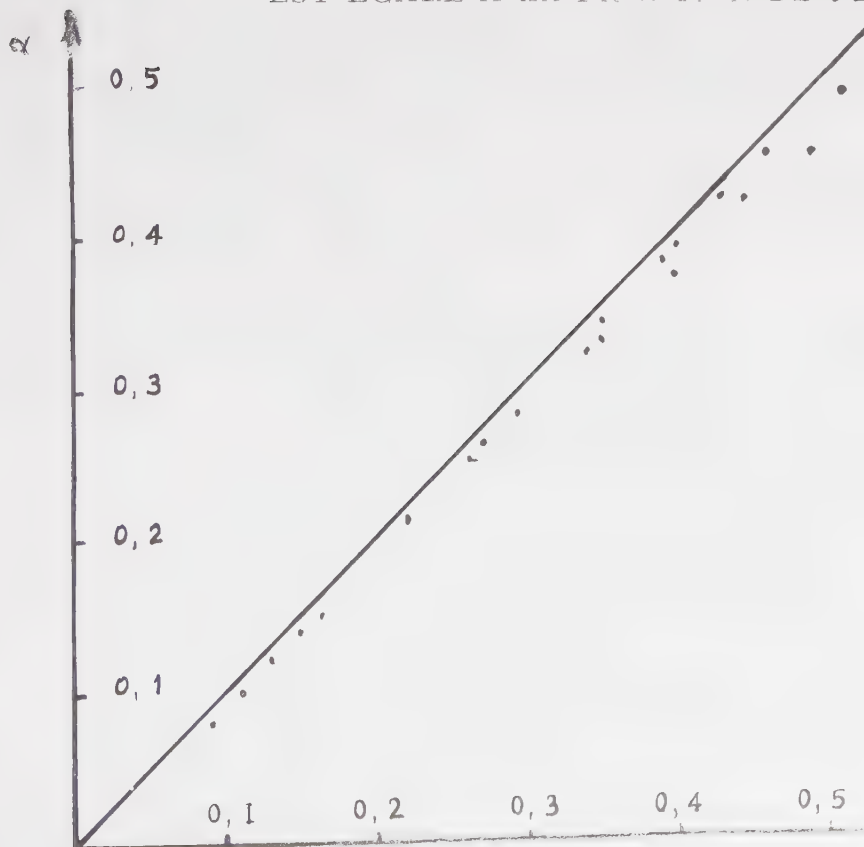


Fig. 27 a Variation de $\Delta\alpha/t$ avec le débit d'air Q

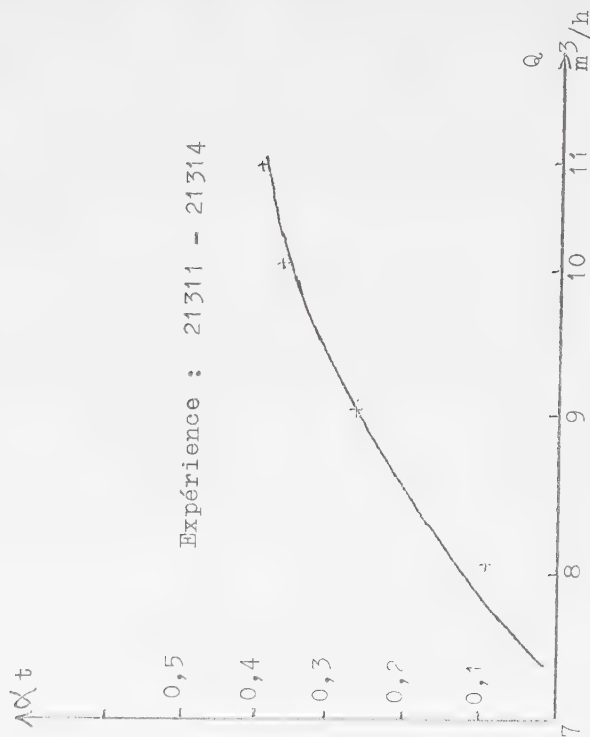


Fig. 27 b Variation de $\Delta\alpha$ avec la cote Z au-dessus du lit de billes de verre

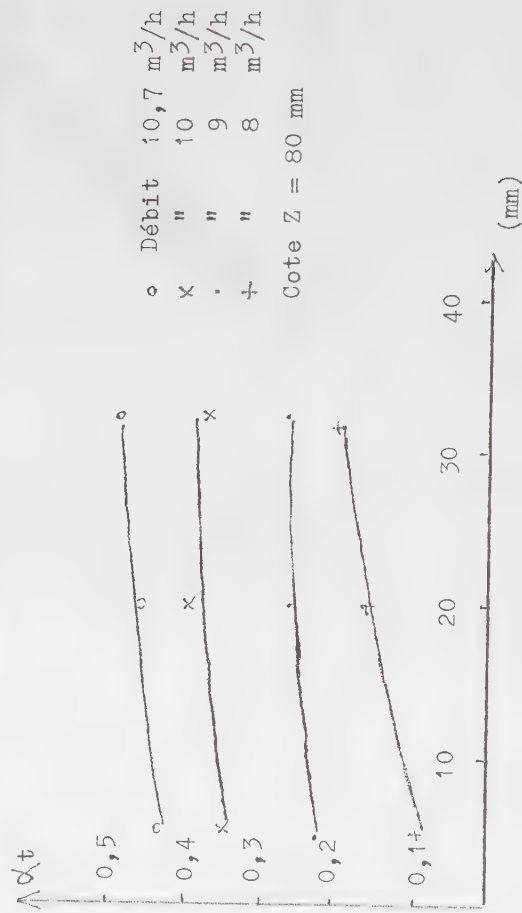
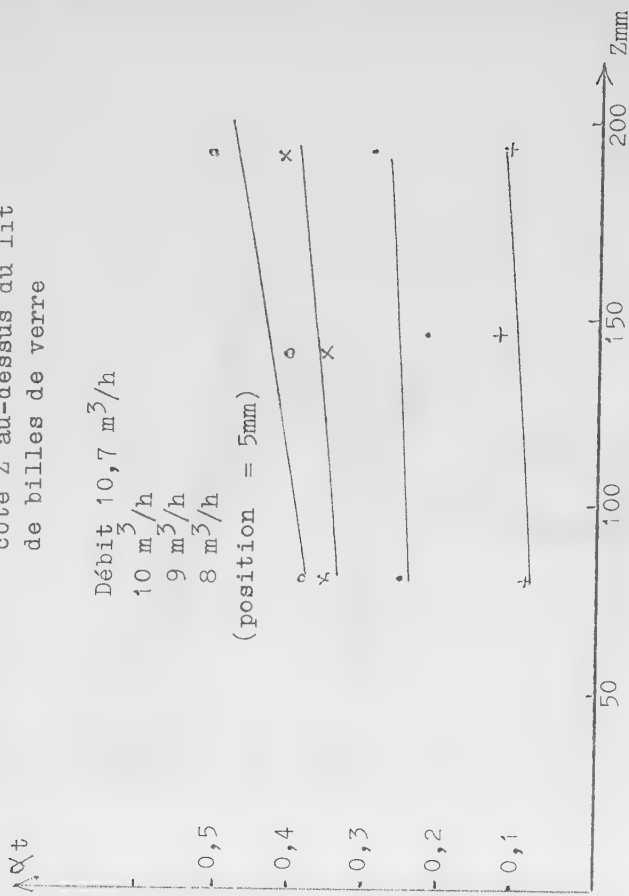


Fig. 27 c Variation de $\Delta\alpha$ avec la position radiale r

En intégrant par parties la relation (10) et en comparant à (14), on obtient :

$$\boxed{\alpha_t = \alpha_v} \quad (15)$$

1.4.2.2. Technique de calcul

Nous appellerons α'_t la valeur de α obtenue par intégration électronique et α_t la valeur obtenue par intégration des courbes $N(t)$.

Pour effectuer cette intégration, nous avons tracé les courbes $N(t)$ à partir des résultats expérimentaux reportés dans le tableau III. Nous avons extrapolé ces résultats à $t = 0$ et $N = 0$ (fig. 32). Puis nous avons découpé l'axe des t en intervalles réguliers de 10 en 10 ms. L'ensemble des données de ce tableau va servir de point de départ à l'intégration numérique effectuée par la méthode des trapèzes sur calculatrice numérique CAB 500. Nous donnons en annexe D le détail du calcul. Pour chaque série de données le programme est prévu pour calculer α_t et la valeur de v_B correspondante par la relation (0).

1.4.2.3. Résultats

Le tableau V donne les valeurs de α'_t , de α_t et les valeurs de v_B qui y correspondent. La figure 26 est un diagramme donnant α'_t en fonction de α_t pour les expériences correspondant à $H/D = 2$. La droite des moindres carrés calculée à partir de ces points (voir annexe D) programme 3, a pour équation :

$$\alpha_t = 0,845 \quad \alpha'_t - 0,077$$

L'écart entre les valeurs ainsi trouvées provient du fait que l'intégration électronique tient compte de toutes les impulsions, même de durées les plus faibles et inclut ainsi les grésillements de contact lorsque l'électrode plonge dans le pseudo-liquide.

Les figures (27 a) à (27c) donnent la variation de α_t avec les paramètres expérimentaux. Nous verrons au paragraphe 3 quelles conclusions on peut tirer de l'aspect de ces courbes.

1.4.3. La distribution de diamètres de bulles

1.4.3.1. Calcul de la fonction $\mathcal{V}(B)$

La relation (12) établie ci-dessus nous permet de calculer :

$$\mathcal{V}(B) = \frac{2}{\pi t} \frac{1}{v_B^2} \frac{dN}{dt} \quad (16)$$

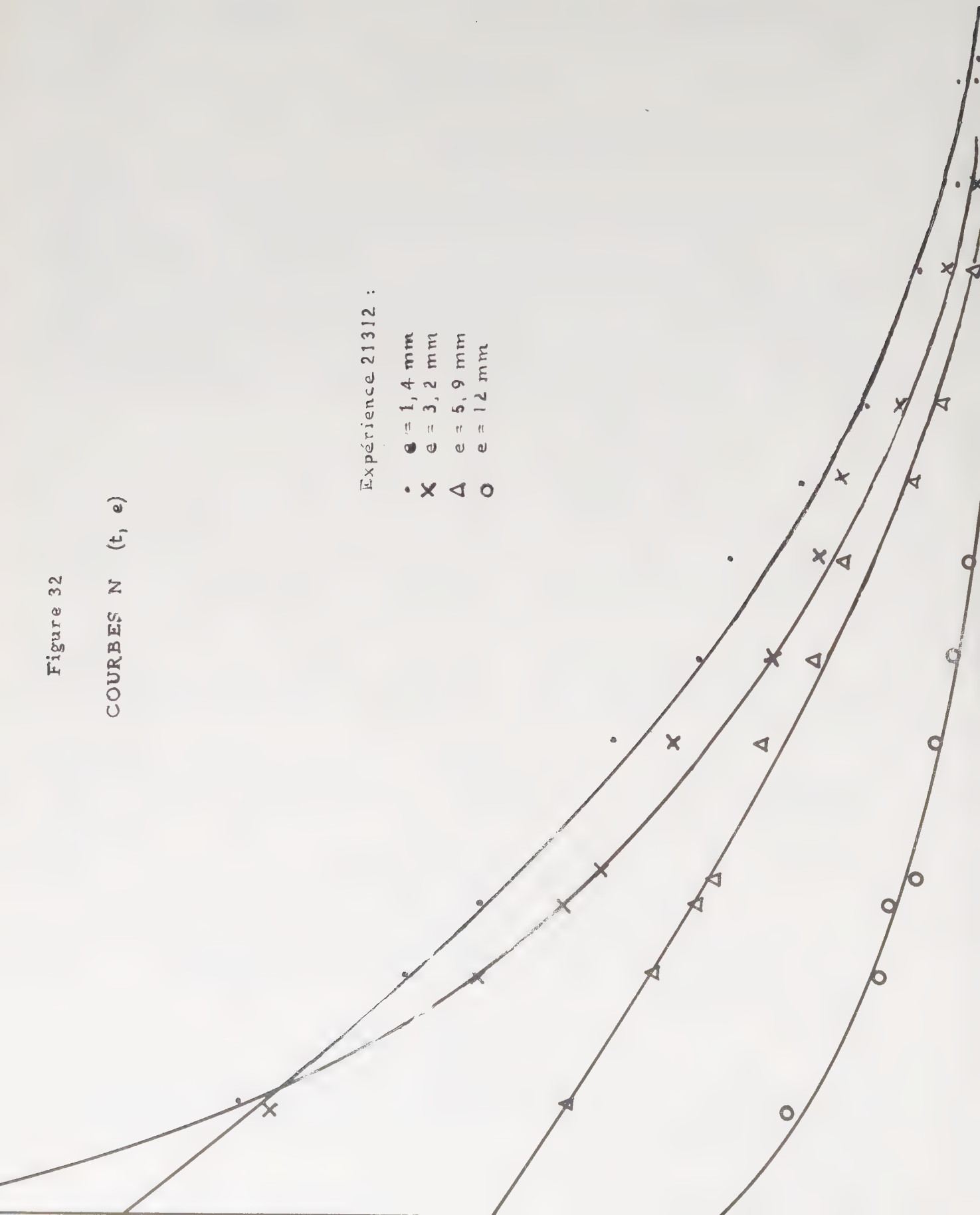
D'autre part, à titre de vérification du calcul, on peut calculer d'après (14) :

Figure 32

COURBES N (t, e)

Expérience 21312 :

- $e = 1,4 \text{ mm}$
- X $e = 3,2 \text{ mm}$
- Δ $e = 5,9 \text{ mm}$
- O $e = 12 \text{ mm}$



$$\alpha_v = \frac{1}{v_B} \int_0^{B_{\max}} \frac{\pi B^2}{2} \sqrt{(B)} dB \quad (17)$$

* * *

TABLEAU V

N°	α'_t	α_t	v_B'	v_B	N°	α'_t	α_t	v_B'	v_B
21311	0,25	0,20	37,0	39,7	21123	0,56	0,34	43,4	55,1
21312	0,40	0,22	41,6	54,5	21124	0,65	0,44	44,8	54,1
21313	0,50	0,35	45,6	53,7	21111	0,24	0,11	37,5	52,7
21314	0,60	0,43	46,4	54,7	21112	0,42	0,27	40,9	49,5
21321	0,25	0,16	37,0	43,8	21113	0,63	0,48	41,5	46,5
21322	0,40	0,26	41,6	50,7	21114	0,68	0,51	41,5	50,2
21323	0,49	0,40	46,0	50,3	21131	0,21	0,11	39,2	52,5
21324	0,60	0,46	46,4	52,7	21132	0,41	0,29	41,3	47,5
21331	0,25	0,09	37,0	58,3	21133	0,59	0,42	42,5	49,6
21332	0,40	0,26	41,6	50,4	21134	0,68	0,42	44,0	49,5
21333	0,50	0,36	45,6	53,0	21231	0,25	0,13	35,6	48,3
21334	0,60	0,39	46,4	57,4	21232	0,36	0,22	43,4	54,4
21121	0,33	0,15	34,3	45,2	21233	0,51	0,35	45,2	54,0
21122	0,51	0,21	38,2	55,5	21234	0,62	0,40	45,7	56,8

* * *

TABLEAU VI

VALEURS DE α_v ET DE α_T

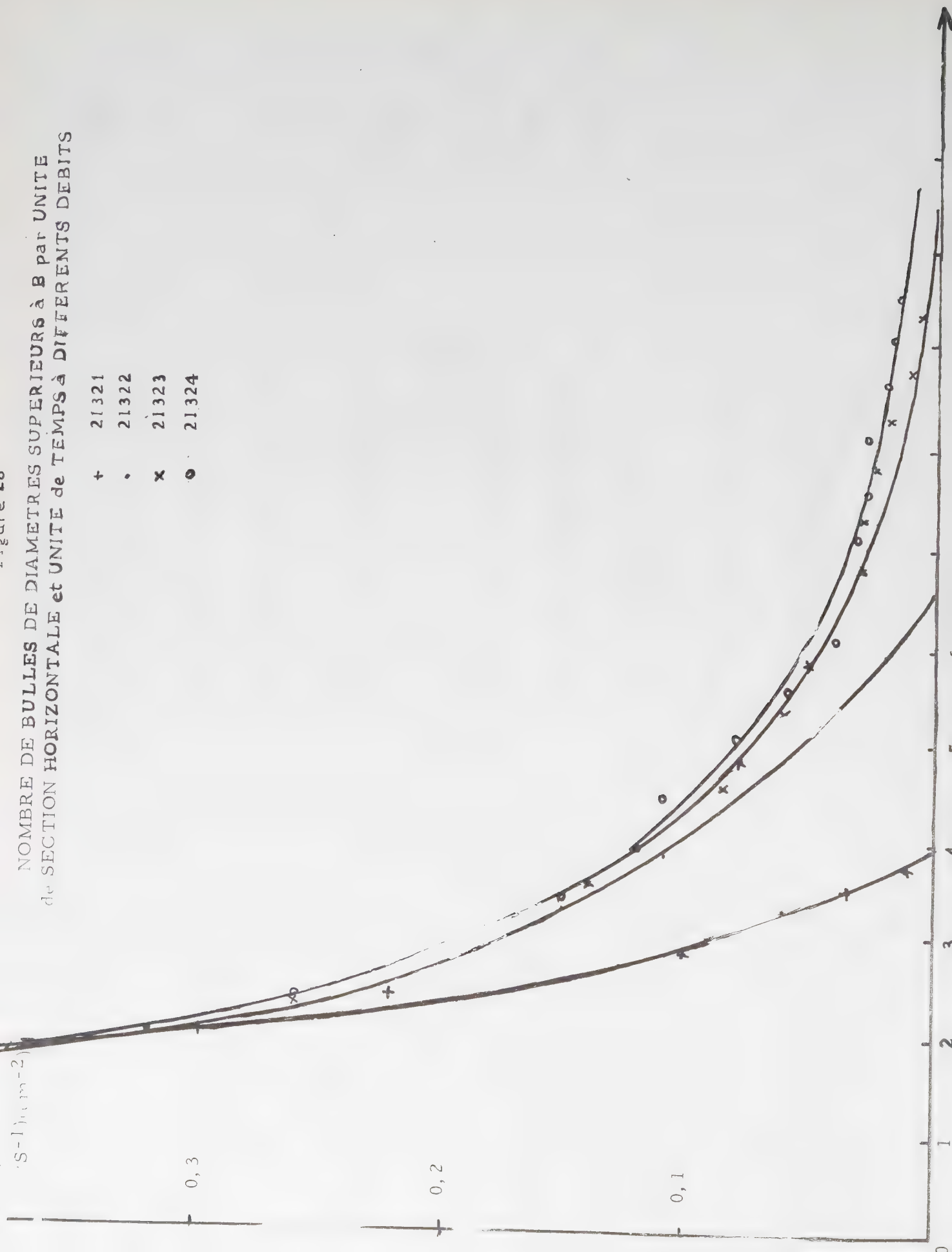
N°	α_t	α_v	N°	α_t	α_v
21311	0,20	0,20	21123	0,34	0,32
21312	0,22	0,21	21124	0,44	0,42
21313	0,35	0,34	21111	0,11	0,10
21314	0,43	0,42	21112	0,27	0,26
21321	0,16	0,15	21113	0,48	0,45
21322	0,26	0,25	21114	0,51	0,49
21323	0,40	0,39	21131	0,11	0,10
21324	0,46	0,45	21132	0,29	0,28
21331	0,09	0,08	21133	0,30	0,29
21332	0,26	0,25	21134	0,42	0,29
21333	0,36	0,36	21231	0,13	0,12
21334	0,39	0,38	21232	0,22	0,21
21121	0,15	0,14	21233	0,35	0,33
21122	0,81	0,21	21234	0,40	0,37

$S^{-1}h, m^{-2}$

Figure 20

NOMBRE DE BULLES DE DIAMETRES SUPERIEURS à B par UNITE
de SECTION HORIZONTALE et UNITE de TEMPS à DIFFERENTS DEBITS

+	21321
•	21322
x	21323
o	21324



1.4.3.2. Technique du calcul

Elle est explicitée en annexe D, où l'on reproduit le programme (2) permettant de calculer $\sqrt{V}$ (B) par la relation (16) à partir des données du tableau IV. Ce même programme calcule α_v par la relation (17).

1.4.3.3. Résultats

Les valeurs de α_v ainsi calculées figurent sur le tableau VI et sont comparées aux valeurs de α_t sur la figure 30. On a reporté les résultats d'une part sous forme de courbes (fig. 28) donnant la fonction $\sqrt{V}$ (B), d'autre part, on a calculé à partir de ces courbes le débit d'air transporté par les bulles de diamètre compris entre B et B + dB, soit :

$$\frac{\pi B^3}{6} \frac{d\sqrt{V}}{dB} \quad dB$$

On a reporté ces valeurs sur les courbes de la figure 29. Il apparaît immédiatement que ces résultats, s'ils traduisent bien la variation du nombre de bulles et de leur diamètre à laquelle on peut qualitativement s'attendre, donnent des diamètres de bulle trop élevés. Ceci nous conduit à conclure que la vitesse des bulles prévue par l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE est trop élevée. De toute manière, cette vitesse constitue une limite supérieure de la vitesse des bulles, car si on imagine que les bulles se déplacent à une vitesse supérieure, on en déduit qu'il n'y aura plus assez d'air pour maintenir le pseudo-liquide à l'état préfluidisé.

Nous pouvons donc conclure que la méthode est susceptible de nous donner des résultats quant à la distribution des diamètres de bulles, à condition de disposer d'une valeur de la vitesse des bulles. C'est à déterminer cette valeur que se sont attachées les expériences décrites au paragraphe 2.

2. MESURES SUR ELECTRODES DE DIMENSION VARIABLE

2.1. Principe de la méthode

Les mesures effectuées sur une électrode ponctuelle nous ont conduit à la conclusion que la vitesse estimée d'après l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE était probablement supérieure à la vitesse moyenne effective des bulles. C'est pourquoi il était nécessaire de mettre au point une méthode permettant de déterminer à la fois la vitesse et la taille des bulles.

Pour atteindre ce but, nous avons effectué des comptages analogues à ceux décrits dans le paragraphe précédent, mais en faisant varier un nouveau paramètre : la dimension de l'électrode. Nous avons utilisé comme électrodes une série de sphères de laiton de différents diamètres (voir photographies de la figure 18 bis). On conçoit que la durée de l'interruption provoquée par le passage d'une bulle sur l'électrode va dépendre non seulement des paramètres caractérisant la bulle - à savoir vitesse, dimension et distance à l'électrode - mais encore de la dimension de l'électrode. Ainsi, pourrons-nous tracer, pour chaque diamètre d'électrode utilisé, une courbe donnant le nombre d'interruptions de durée supérieure à une valeur t variable - ainsi que nous l'avons fait pour des électrodes ponctuelles. Nous allons voir comment, à partir de ces courbes expérimentales et d'hypothèses analogues à celles du paragraphe précédent, nous sommes en mesure de déterminer la vitesse des

bulles.

Rappelons tout d'abord ces hypothèses. Nous supposons d'une part que les bulles sont sphériques, d'autre part que l'électrode ne perturbe ni leur forme, ni leur vitesse. A priori, il apparaît que cette seconde hypothèse est d'autant mieux vérifiée que l'électrode est plus petite. C'est pourquoi, après avoir effectué des essais avec l'ensemble des électrodes dont les diamètres sont reportés en annexe A, nous avons retenu, pour les mesures définitives, quatre valeurs de diamètres, soit : 1,4; 3,2; 5,9 et 12 mm.

En reprenant la figure 25 en considérant cette fois une électrode de diamètre non infiniment petit, soit e , et en conséquence, en remplaçant la relation (1) par la relation :

$$(B - e)^2 = L^2 + 4x^2 \quad (18)$$

un raisonnement analogue à celui du paragraphe 1.4.1.2. nous conduira à la valeur $N_e(t)$ du nombre d'interruptions de durée supérieure à t se produisant pendant l'unité de temps sur une électrode de diamètre e , soit :

$$N_e(t) = \frac{\pi}{4} \int_{e+v(B)t}^{B_{\max}} \left[(B - e)^2 - v^2(B) t^2 \right] \frac{dV}{dB} dB \quad (19)$$

Remarquons que dans la relation (19) ci-dessus, nous avons désigné par $v(B)$ la vitesse des bulles et nous l'avons considérée comme une fonction du diamètre B de la bulle, abandonnant ainsi provisoirement l'hypothèse de l'indépendance entre la vitesse des bulles et leur diamètre. La relation (19) ci-dessus montre que la valeur de $N_e(t)$ est fonction de t et de e , d'une part, par l'expression algébrique se trouvant sous le signe somme, d'autre part, par la valeur de la limite inférieure de l'intégrale que nous désignerons par $B_{\min}$. Il est à noter que la valeur de $B_{\min}$ ne peut être explicitée; elle est solution de l'équation :

$$B_{\min} = e + v(B_{\min}) t \quad (20)$$

Il n'est cependant pas nécessaire d'expliciter cette valeur pour dériver la fonction $N_e(t)$ par rapport à t ; et l'on obtient la relation en appliquant la règle de dérivation d'une fonction définie par une intégrale :

$$\frac{dN_e}{dt} = - \frac{\pi}{2} t \int_{B_{\min}}^{B_{\max}} \frac{dV}{dB} v^2(B) dB \quad (21)$$

Pour une valeur donnée de $B_{\max}$, donc pour une distribution donnée de diamètres de bulles, la fonction

$$Y(B_{\min}) = - \frac{2}{\pi t} \frac{dN_e}{dt} \quad (22)$$

peut être calculée à partir des valeurs de $N_e(t)$. Nous supposerons cette fonction biunivoque.

A une même valeur de Y , obtenue pour des couples de valeurs de e et de t , soient (e_1, t_1) , (e_2, t_2) , (e_3, t_3) et (e_4, t_4) correspond donc une et une seule valeur de $B_{\min}$, soit b ; les couples de valeurs t_4 de e et de t sont liés par les relations :

$$b = e_1 + v(b)t_1 = e_2 + v(b)t_2 = \text{etc...} \quad (23)$$

TABLEAU VIII A
VALEURS MESUREES DE N(T,E) (impulsions par minute)

ELECTRODE DE 1,4 mm													
↓T (ms)	N°	2131				2132				2133			
		1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
11,2		298	328	376	435	272	285	352	385	161	301	364	322
24		184	201	282	294	113	218	272	297	91	228	265	263
31,5		112	164	218	252	101	170	204	269	47	165	217	248
33,5		91	156	204	243	66	193	263	277	40	170	226	246
47,5		63	124	184	230	55	132	197	255	21	149	200	196
55,5		50	80	158	173	36	120	179	181	13	117	160	176
65		36	66	145	181	11	122	150	199	7	86	170	174
73		33	57	118	128	3	75	118	145	14	77	135	142
80		45	26	121	123	1	65	127	151	13	45	103	110
94		25	15	62	83	0	35	102	123	1	35	82	98
102		29	2	51	86	0	15	87	101	0	16	56	76
112		25	7	54	65	0	24	69	78	0	6	34	70
126		9	8	50	47	0	7	70	64	0	2	17	54
132		0	0	27	53	0	6	45	58	0	5	15	39
ELECTRODE DE 3,2 mm													
11,2		207	282	350	297	270	267	277	337	215	280	302	
24		113	230	245	268	100	214	233	278	100	245	280	
31,5		60	200	207	207	70	187	204	251	91	178	230	
33,5		83	182	226	208	76	171	202	253	77	199	198	
47,5		30	113	161	175	26	118	178	206	64	136	183	
55,5		24	113	145	142	17	98	136	165	19	107	175	
65		19	100	135	136	14	68	149	159	14	94	145	
73		10	72	125	109	4	32	111	143	2	50	110	
80		5	46	102	87	10	15	91	122	3	34	111	
94		3	27	52	85	1	11	75	92	0	11	60	
102		0	8	30	57	0	3	50	70	0	4	55	
112		0	8	25	44	0	0	35	54	0	6	46	
126		0	1	18	29	0	0	20	34	0	2	24	
132		0	0	10	30	0	0	14	28	0	0	19	

TABLEAU VIII B
VALEURS MESUREES DE N(T,E) (impulsions par minute)

ELECTRODE DE 5,9 mm													
↓T (ms)	→ N°	2131				2132				2133			
		1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
11,2		37	162	203	193	38	155	227	255	213	180	222	249
24		8	129	191	157	33	131	176	211	149	172	171	212
31,5		2	114	151	131	24	91	151	187	100	121	153	198
33,5		0	106	132	121	56	92	169	183	95	117	155	199
47,5		0	88	111	101	13	65	123	142	51	75	116	140
55,5		0	62	103	91	3	51	97	124	35	42	100	123
65		0	57	93	78	3	26	79	124	16	40	80	104
73		0	25	59	56	1	16	78	95	1	28	55	100
80		0	18	52	44	0	6	53	76	0	12	47	73
84		0	3	58	41	0	1	35	66	0	6	32	59
102		0	2	29	30	0	0	33	49	0	3	18	45
112		0	1	18	24	0	0	21	38	0	1	18	33
126		0	7	25	0	0	10	23	0	0	8	20	20
132		0	0	11	14	0	0	9	18	0	0	4	16
ELECTRODE DE 12 mm													
11,2		15	259	265	375	6	129	259	376	5	90	186	238
24		1	76	103	138	0	40	111	162	1	42	90	137
31,5		0	40	84	128	0	19	86	129	0	20	84	118
33,5		0	37	66	89	0	19	69	113	0	15	70	98
47,5		0	25	75	94	0	15	70	118	0	12	60	95
55,5		0	18	48	90	0	5	45	91	0	7	37	67
65		0	11	50	60	0	3	38	67	0	2	24	71
73		0	2	23	50	0	1	37	66	0	2	22	49
80		0	0	21	45	0	0	18	45	0	0	20	45
94		0	0	21	36	0	0	13	40	0	0	16	36
102		0	0	13	26	0	0	9	32	0	0	5	21
112		0	0	11	18	0	0	3	27	0	0	2	14
126		0	0	8	20	0	0	3	25	0	0	3	8
132		0	0	4	8	0	0	1	14	0	0	1	10

TABLEAU VIII C
VALEURS MESUREES DE N(T,E), (impulsions par minute)

ELECTRODE DE 1,4 mm												
$\vec{N^0}$	2111				2111				2113			
$\sqrt{T}$ (ms)	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
11,2	169	163	215	234	134	207	198	210	135	189	179	208
24	120	148	173	200	80	151	200	219	94	188	195	183
31,5	100	116	152	182	70	147	160	174	59	144	156	188
33,5	97	135	152	182	73	154	162	174	73	174	162	200
47,5	83	109	135	155	55	126	156	175	54	156	147	189
55,5	65	96	121	146	39	117	140	145	41	125	139	166
65	57	100	138	156	29	124	153	170	33	144	163	178
73	46	86	116	149	28	114	131	147	30	127	137	158
80	46	75	108	141	14	88	141	154	16	126	140	159
84	15	68	100	114	14	76	117	129	14	103	130	140
102	8	51	95	112	6	76	117	117	7	85	129	133
112	10	46	82	93	7	55	102	109	1	67	110	107
126	2	39	74	88	1	45	102	104	0	52	106	109
132	0	16	74	92	0	39	93	96	0	48	106	103
ELECTRODE DE 3,9 mm												
11,2	104	140	185	188	84	172	178	183	144	153	177	187
24	92	129	165	192	66	150	173	184	128	177	169	195
31,5	89	114	129	161	64	125	162	176	90	150	164	183
33,5	66	116	143	169	61	128	162	168	95	157	157	183
47,5	58	108	135	152	42	121	142	171	66	135	146	175
55,5	30	91	114	134	33	109	130	138	47	129	126	157
65	45	89	122	148	20	118	146	159	40	137	163	170
73	33	86	111	127	21	95	130	153	24	131	139	149
80	27	81	122	137	5	94	153	138	13	118	157	149
94	8	55	94	116	7	75	115	116	13	95	123	132
102	3	63	91	95	2	63	111	124	10	73	48	124
112	0	54	82	87	0	52	102	100	3	64	98	109
126	0	39	72	77	0	38	90	102	2	44	97	100
132	0	37	54	92	0	17	85	97	0	40	87	94

TABLEAU VIII D
VALEURS MESUREES DE N(T,E) (impulsions par minute)

ELECTRODE DE 5,9 mm													
T (ms)	N°	2111				2112				2113			
		1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
11,2		118	147	166	196	68	131	159	208	79	133	179	190
24		100	104	128	175	59	96	156	186	48	117	163	197
31,5		79	94	115	124	40	95	134	174	30	96	144	164
33,5		86	105	110	131	45	97	142	169	39	101	150	166
47,5		65	82	110	111	44	99	127	151	10	20	138	160
55,5		59	84	93	116	35	92	102	143	6	25	127	136
65		45	85	97	120	26	83	111	125	10	0	147	168
73		38	70	83	100	11	73	108	100	0	0	133	134
80		31	73	89	108	7	76	115	90	0	0	128	129
84		17	58	79	87	1	57	92	77	0	0	111	134
102		13	63	71	80	0	55	95	68	0	0	108	112
112		18	51	59	76	0	28	72	65	0	0	92	96
126		3	42	61	66	0	10	72	51	0	0	87	97
132		1	39	58	67	0	2	80	54	0	0	91	89
ELECTRODE DE 12 mm													
11,2		48	99	145	147	52	125	159	184	18	139	169	185
24		47	108	153	162	40	94	121	135	18	127	158	187
31,5		43	82	102	121	49	92	126	137	14	108	139	150
33,5		46	68	100	110	36	105	117	153	11	110	153	161
47,5		27	68	85	105	26	83	122	130	7	97	123	140
55,5		28	59	85	101	26	81	106	124	8	65	114	128
65		17	54	85	94	22	82	112	116	7	86	117	125
73		17	55	75	106	6	70	107	120	5	82	114	132
80		12	47	69	76	6	72	95	98	6	67	118	122
94		8	47	72	76	0	63	82	96	1	49	100	115
102		2	36	59	79	0	53	82	100	0	51	99	108
112		4	32	70	66	0	51	68	85	0	58	96	99
126		0	9	59	64	0	41	72	84	0	30	80	90
132		0	11	51	58	0	25	69	71	0	19	78	85

T A B L E A U X

VALEURS CALCULEES DE $Y(t, e)$ (s^{-3})

21311	e (mm)	t(s)	0,005	0,015	0,025	0,035	0,045	0,055	0,065	0,075	0,085	0,095	0,105	0,115	0,125	0,135	
1,4			22494	7710	3353	1395	448	270	147	85	75	56	71	37	34	47	
3,2			23343	6508	2419	940	377	193	98	71	50	11	0	0	0	0	
5,9			12945	1910	637	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
12,0			4456	141	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
21312	e (mm)	t(s)	0,005	0,015	0,025	0,035	0,045	0,055	0,065	0,075	0,085	0,095	0,105	0,115			
1,4			25677	5447	2122	1091	707	502	392	269	212	223	0	0			
3,2			14854	3183	1740	1213	778	598	457	311	200	134	81	74			
5,9			6791	1839	1019	728	472	386	278	212	150	67	0	0			
12,0			6154	1485	637	424	212	135	114	0	0	0	0	0			
21313	e (mm)	t(s)	0,005	0,015	0,025	0,035	0,045	0,055	0,065	0,075	0,085	0,095	0,105	0,115	0,125	0,135	0,145 0,153
1,4			20584	5942	2377	1364	731	540	375	340	225	190	121	111	85	71	59 83
3,2			19947	4669	2292	1152	613	502	408	297	275	190	152	120	76	63	0 0
5,9			12732	3112	1401	940	519	424	294	241	200	134	101	83	51	0	0 0
12,0			6154	1415	637	455	283	251	163	99	75	45	51	37	0	0	0 0
21314	e (mm)	t(s)	0,005	0,015	0,025	0,035	0,045	0,055	0,065	0,075	0,085	0,095	0,105	0,115	0,125	0,135	0,145 0,155 0,165 0,173
1,4			27587	8064	2801	1213	660	309	588	283	237	201	152	138	110	79	66 62 58 37
3,2			15067	3537	1740	970	637	463	375	283	225	134	172	120	119	94	44 0 0 0
5,9			8276	2334	1273	667	472	309	245	184	112	101	71	55	59	55	22 0 c 0
12,0			7427	1910	976	606	448	270	163	127	112	89	61	83	42	0	0 0 0 0

Nous verrons au paragraphe suivant comment ces relations vont nous permettre, en principe, de déterminer la fonction $v(b)$.

2.2. Exploitation des résultats

A partir des valeurs de $N_e(t)$ expérimentales reportées dans les tableaux VIII A à VIII E, traduites sous forme de courbes analogues à celle de la figure 32, on calcule la fonction $Y(t,e) = Y(B_{min})$, moyennant la relation (22) et une dérivation numérique effectuée grâce à la première partie du Programme 4 de l'annexe E. A titre d'illustration de la méthode nous donnons dans le tableau X les valeurs de $Y(t,e)$ ainsi obtenues pour l'expérience N° 21311-21314 et nous reportons ces valeurs en fonction de t sur le graphique de la figure 33.

L'intersection de ces courbes par des parallèles à l'axe des t , d'ordonnée y , permet de faire correspondre à chaque valeur de y quatre couples de valeurs (e , t). Si nos hypothèses sont vérifiées, ces valeurs, reportées sur un diagramme comportant en ordonnées les valeurs de e et en abscisses les valeurs de t , doivent correspondre à des points situés sur une droite d'ordonnée à l'origine b et de pente $v(b)$, d'après la relation (23). On constate sur la figure 34 qu'il semble en être effectivement ainsi.

En fait, afin de préciser ce point d'une part, et de pouvoir calculer les valeurs de $v(B)$ autrement que graphiquement, nous avons calculé les couples de valeur de e et t correspondant à une même valeur de Y , au moyen d'un programme d'interpolation; puis, chaque fois que nous avons obtenu quatre couples de valeurs de e et t , nous avons calculé la droite des moindres carrés correspondante. Enfin, afin d'estimer la précision qu'on pouvait attendre sur la valeur de $v(B)$, nous avons calculé des intervalles de confiance pour ces valeurs de v . Le détail de ces calculs est expliqué en annexe E.

2.3. Résultats

2.3.1. Vitesse des bulles

Le tableau XI montre, pour les expériences 21311-21314, les résultats obtenus. Les valeurs Z_i sont les quatre valeurs de t correspondant à une même valeur de Y pour les quatre valeurs de e . On constate sur ce tableau que la dispersion des résultats est assez grande, les intervalles de confiance G , calculés ainsi qu'il est dit en annexe E, sont en moyenne de 30 à 40 %, c'est-à-dire que les valeurs de v déterminées ont 75 % de chance de se trouver dans un intervalle $v \pm vG$. Aussi, il serait illusoire de vouloir reporter ces valeurs sur des diagrammes $v(B)$. Afin de réduire cette dispersion en utilisant un ensemble d'informations expérimentales, nous avons effectué la moyenne des valeurs de v et des valeurs de B obtenues pour chaque expérience, en écartant à chaque fois les valeurs pour lesquelles l'intervalle de confiance G était en valeur relative supérieur à 50 %.

Ces valeurs sont reportées dans le tableau XII. En supposant que, ainsi que l'ont montré BAUMGARTEN et PIGFORD (22), la vitesse des bulles ne dépend que de leur diamètre, nous avons reporté l'ensemble de ces valeurs sur le diagramme de la figure 35, comportant en abscisses $\log(B)$ et en ordonnées $\log(v)$. Nous reviendrons au paragraphe 3 sur la discussion de ce diagramme, mais nous pouvons dire dès à présent, qu'il semble que les résultats obtenus doivent comporter des valeurs de $v(B)$ en général trop fortes. En effet, la méthode ne prend en compte que les bulles de plus gros diamètres susceptibles de provoquer une interruption sur l'électrode de 12 mm.

Figure 33

FONCTION $Y_e(t)$

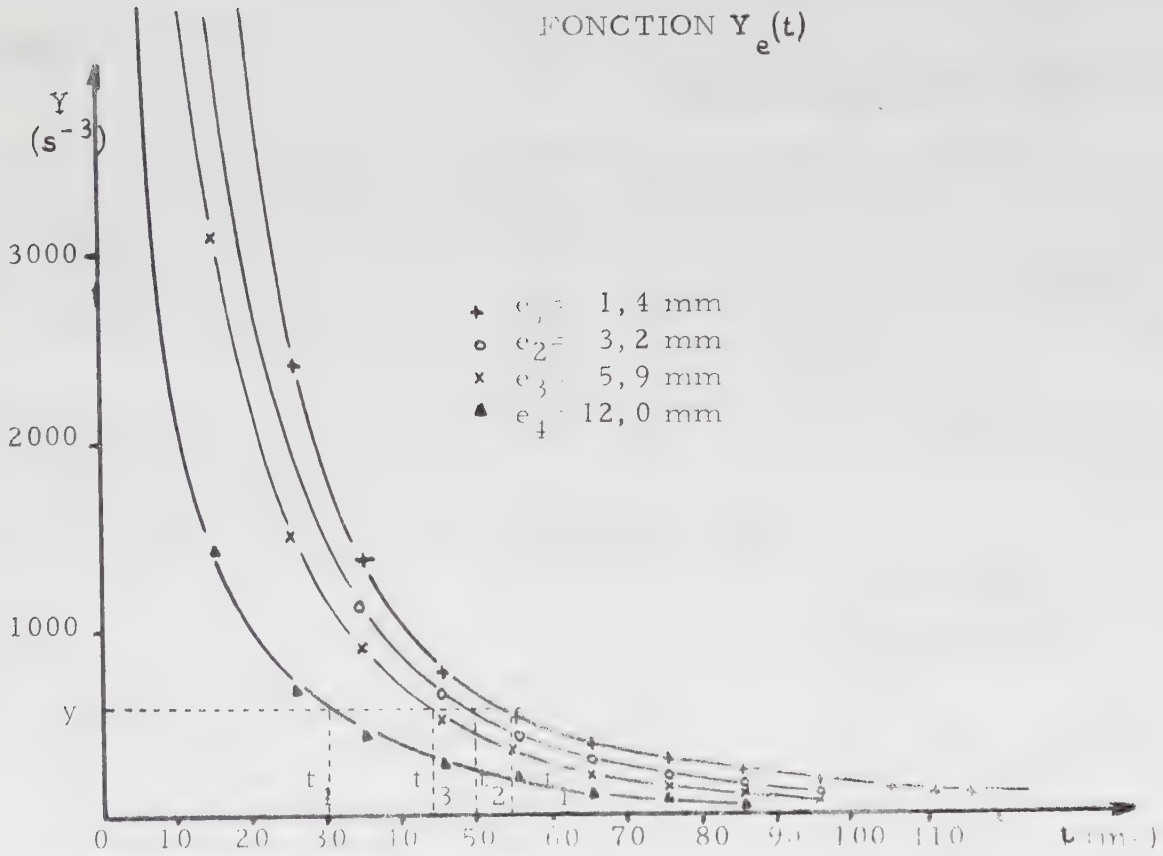
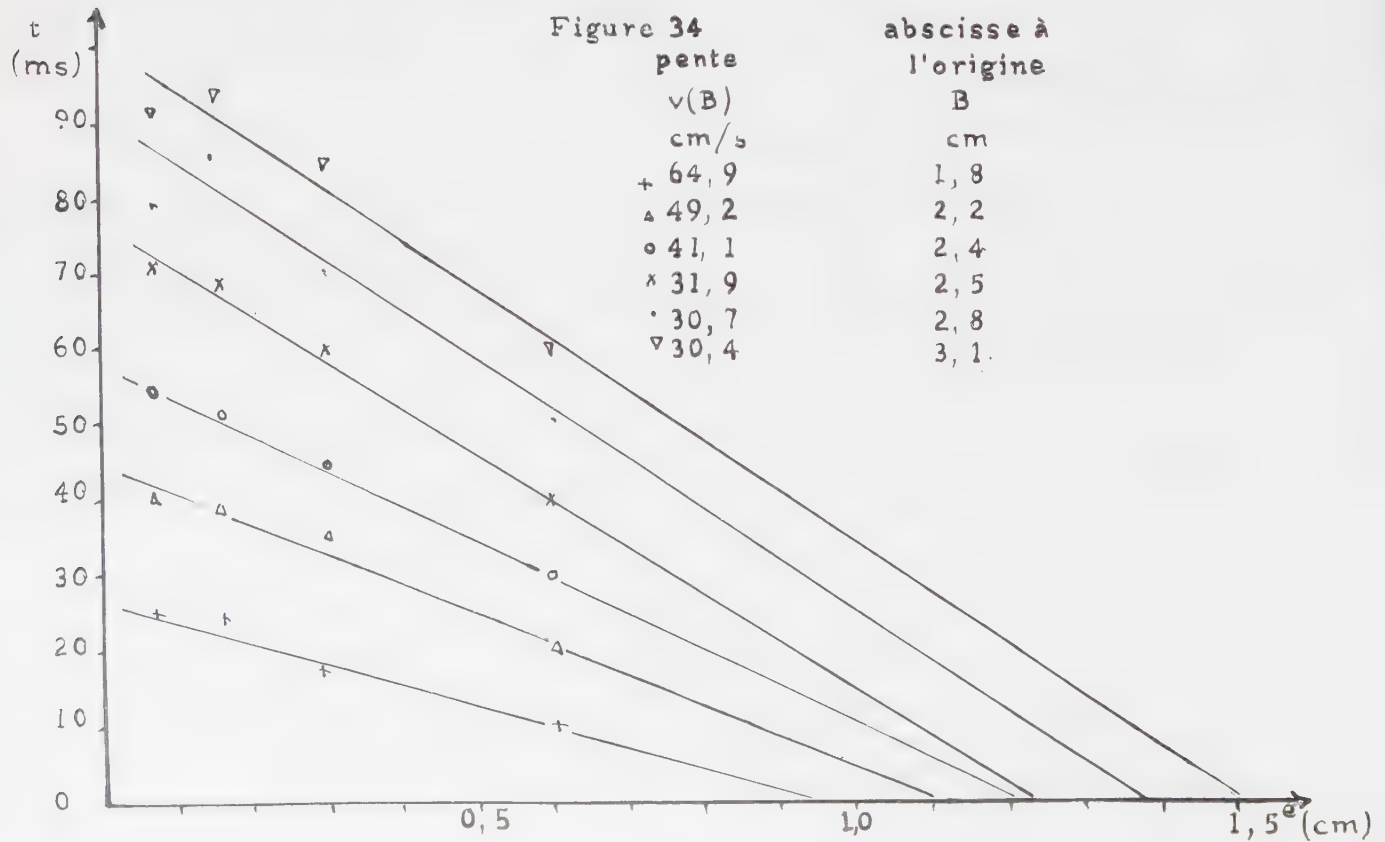


Figure 34

abscisse à
l'origine
B



	$Z_1 = 0,025$	$Z_2 = 0,049$	$Z_1 = 0,055$	B (cm) 1,36	V(B) cm/s 23,12	$\Delta V/V$ 0,32
2'311						
$Z_4 = 0,010$						
$Z_4 = 0,020$						
$Z_3 = 0,010$						
$Z_2 = 0,010$						
21312						
$Z_4 = 0,010$	$Z_3 = 0,012$	$Z_2 = 0,019$	$Z_1 = 0,023$	1,90	83,91	0,55
$Z_4 = 0,020$	$Z_3 = 0,029$	$Z_2 = 0,041$	$Z_1 = 0,039$	2,16	49,38	0,39
$Z_4 = 0,030$	$Z_3 = 0,043$	$Z_2 = 0,061$	$Z_1 = 0,054$	2,30	37,00	0,46
$Z_4 = 0,040$	$Z_3 = 0,064$	$Z_2 = 0,077$	$Z_1 = 0,073$	2,40	28,81	0,29
$Z_4 = 0,050$	$Z_3 = 0,082$	$Z_2 = 0,089$	$Z_1 = 0,095$	2,40	23,30	0,16
$Z_4 = 0,060$	$Z_3 = 0,087$	$Z_2 = 0,096$	$Z_1 = 0,095$	2,95	28,21	0,26
$Z_4 = 0,070$						
$Z_3 = 0,010$						
$Z_2 = 0,010$						
21313						
$Z_4 = 0,010$	$Z_3 = 0,018$	$Z_2 = 0,025$	$Z_1 = 0,025$	1,83	64,91	0,20
$Z_4 = 0,020$	$Z_3 = 0,036$	$Z_2 = 0,039$	$Z_1 = 0,041$	2,23	49,20	0,20
$Z_4 = 0,030$	$Z_3 = 0,045$	$Z_2 = 0,052$	$Z_1 = 0,055$	2,43	41,12	0,04
$Z_4 = 0,040$	$Z_3 = 0,060$	$Z_2 = 0,070$	$Z_1 = 0,072$	2,49	31,86	0,10
$Z_4 = 0,050$	$Z_3 = 0,070$	$Z_2 = 0,086$	$Z_1 = 0,080$	2,76	30,73	0,35
$Z_4 = 0,060$	$Z_3 = 0,085$	$Z_2 = 0,094$	$Z_1 = 0,092$	3,08	30,43	0,27
$Z_4 = 0,070$	$Z_3 = 0,098$	$Z_2 = 0,114$	$Z_1 = 0,105$	3,11	26,38	0,44
$Z_4 = 0,080$	$Z_3 = 0,114$	$Z_2 = 0,122$	$Z_1 = 0,125$	3,08	22,84	0,21
$Z_4 = 0,090$	$Z_3 = 0,123$	$Z_2 = 0,135$		3,64	26,08	0,51
$Z_4 = 0,100$	$Z_3 = 0,125$	$Z_2 = 0,135$		4,84	35,26	0,61
$Z_4 = 0,110$	$Z_3 = 0,125$	$Z_2 = 0,135$		7,26	54,15	0,76
$Z_4 = 0,120$						
$Z_4 = 0,130$						
$Z_4 = 0,140$						
$Z_4 = 0,150$						
213'4						
$Z_4 = 0,010$	$Z_3 = 0,012$	$Z_2 = 0,017$	$Z_1 = 0,024$	1,92	87,32	0,67
$Z_4 = 0,020$	$Z_3 = 0,025$	$Z_2 = 0,029$	$Z_1 = 0,034$	2,73	80,32	0,32
$Z_4 = 0,030$	$Z_3 = 0,033$	$Z_2 = 0,041$	$Z_1 = 0,042$	3,59	83,04	0,46
$Z_4 = 0,040$	$Z_3 = 0,042$	$Z_2 = 0,051$	$Z_1 = 0,047$	5,56	110,47	0,79
$Z_4 = 0,050$	$Z_3 = 0,053$	$Z_2 = 0,068$	$Z_1 = 0,053$	6,74	110,01	1,94
$Z_4 = 0,060$	$Z_3 = 0,071$	$Z_2 = 0,087$	$Z_1 = 0,094$	3,00	31,31	0,31
$Z_4 = 0,070$	$Z_3 = 0,079$	$Z_2 = 0,093$	$Z_1 = 0,111$	3,06	28,20	0,50
$Z_4 = 0,080$	$Z_3 = 0,083$	$Z_2 = 0,120$	$Z_1 = 0,121$	2,97	23,79	0,66
$Z_4 = 0,090$	$Z_3 = 0,095$	$Z_2 = 0,132$	$Z_1 = 0,128$	3,31	24,72	0,67
$Z_4 = 0,100$	$Z_3 = 0,104$	$Z_2 = 0,138$	$Z_1 = 0,140$	3,58	25,05	0,62
$Z_4 = 0,110$	$Z_3 = 0,105$	$Z_2 = 0,138$	$Z_1 = 0,141$	4,52	32,01	0,91

T A B L E A U X I I

VALEURS DE V (B)

N°	B	V	%
21311	1,4	23,1	0,59
21312	2,4	33,3	0,61
21313	2,7	35,9	0,67
21314	3,1	55,7	1,01
21321			
21322	2,0	30,8	0,61
21323	2,3	36,7	0,73
21324	2,9	40,1	0,76
21331			
21332	2,1	18,3	0,36
21333	2,7	36,6	0,69
21334	3,5	77,4	1,35
21231	2,38	35,4	0,72
21232	2,5	45,0	0,82
21233			
21234	8,02	91,9	1,60

La colonne marquée % représente le rapport de la vitesse mesurée à la vitesse déduite de l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE.

Nous avons cependant comparé les valeurs des vitesses ainsi obtenues à celles utilisées dans le paragraphe 1, pour obtenir les courbes de distribution de diamètres de bulles. Le rapport de la vitesse des bulles calculée par notre méthode à la vitesse des bulles obtenue à partir de l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE est portée en troisième colonne (%) du tableau XII. Nous constatons que ce rapport varie peu en moyenne et reste au voisinage de 0,7.

2.3.2. Détermination de la taille des bulles

Nous avons adopté comme valeur de la vitesse des bulles 0,7 fois la vitesse donnée par l'hypothèse de TOOMEY et JOHNSTONE, cet ordre de grandeur étant indiqué par nos résultats sur électrodes non ponctuelles. Et nous avons repris la fonction

$V(B)$ du paragraphe 1 calculée avec ces nouvelles valeurs de la vitesse. A partir de ces valeurs de la fonction $V(B)$, nous avons calculé graphiquement la fonction

$$\pi B^3 \frac{dV}{dB}$$

que nous avons tracée sur les diagrammes des figures 36 à 38. L'aire de ces courbes représente le débit spécifique passant sous forme de bulles de dia-

Figure 36

DEBIT SPECIFIQUE PASSANT SOUS FORME DE BULLES
DE DIAMETRE B

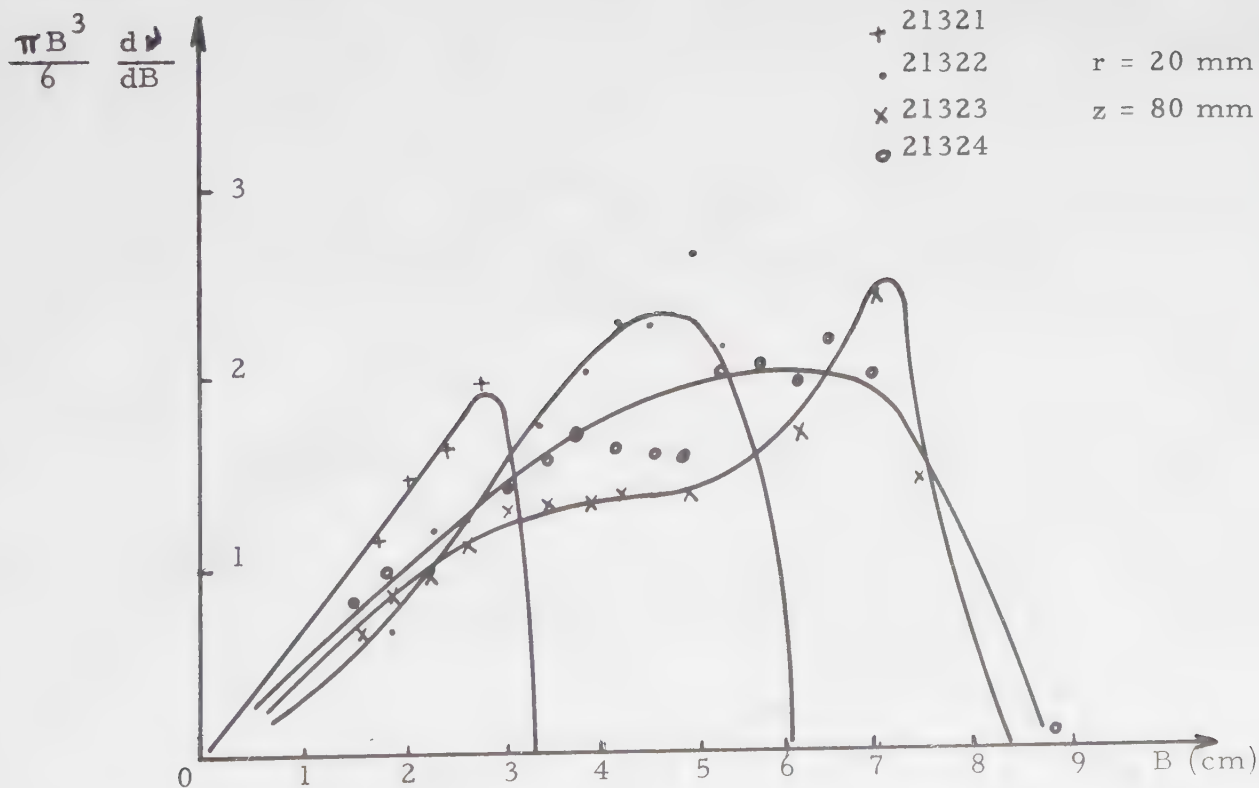
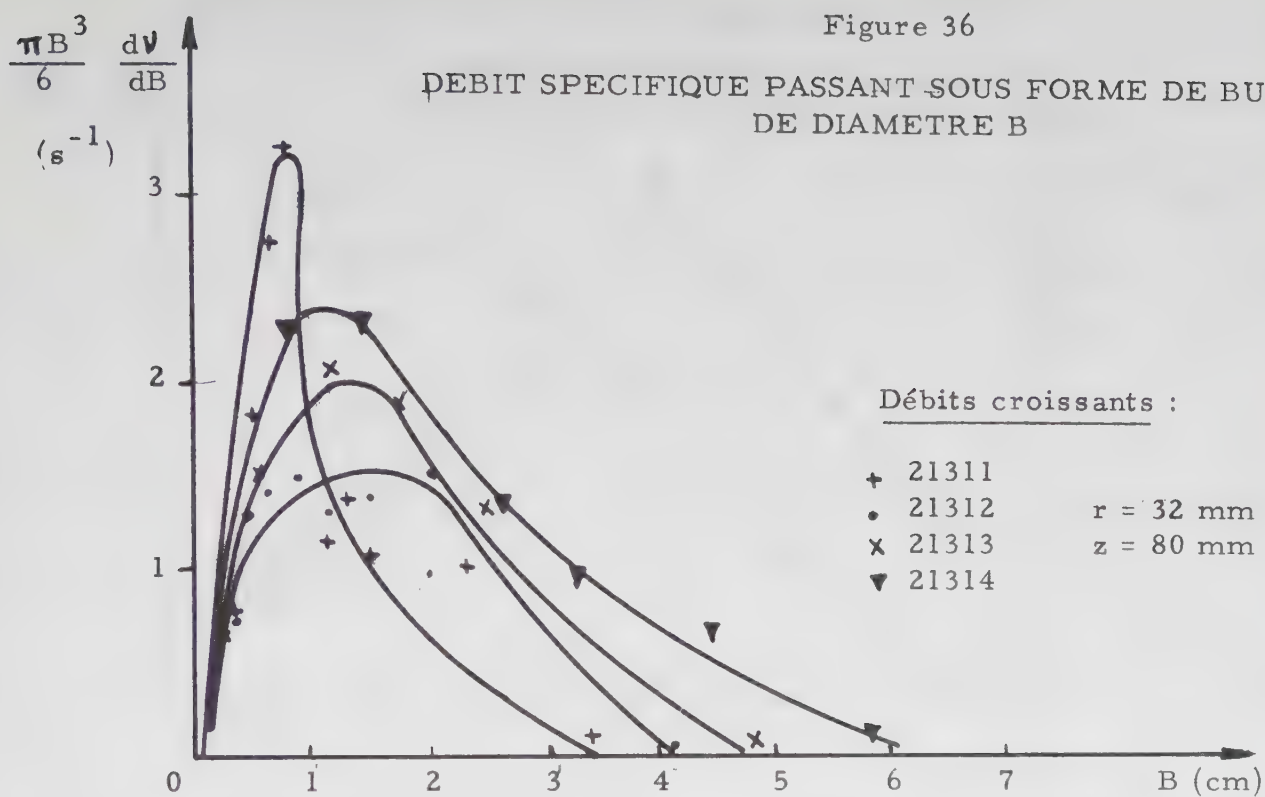
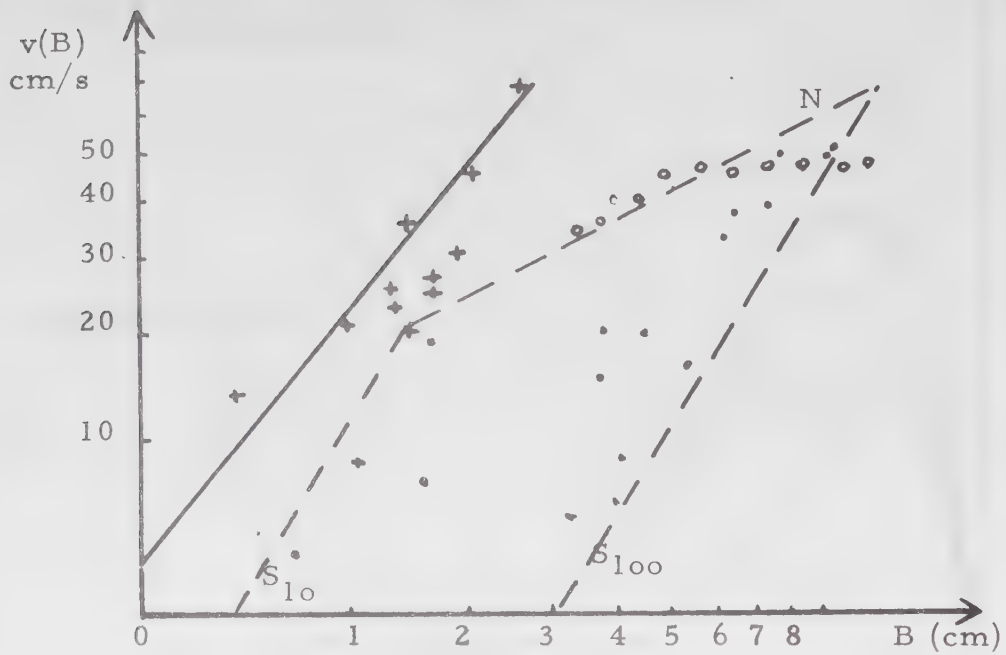


Figure 35

VITESSE DES BULLES EN FONCTION DU DIAMETRE



N : loi de NEWTON .

+ nos résultats

S_{10} : loi de STOKES (10 Stokes)

• résultats d'ANGELINO

S_{100} : " " (100 Stokes)

• résultats de BAUMGARTEN et PIGFORD

(d'après BAUMGARTEN et PIGFORD)

Figure 37

DEBIT PASSANT SOUS FORME DE BULLES
DE DIAMETRE B

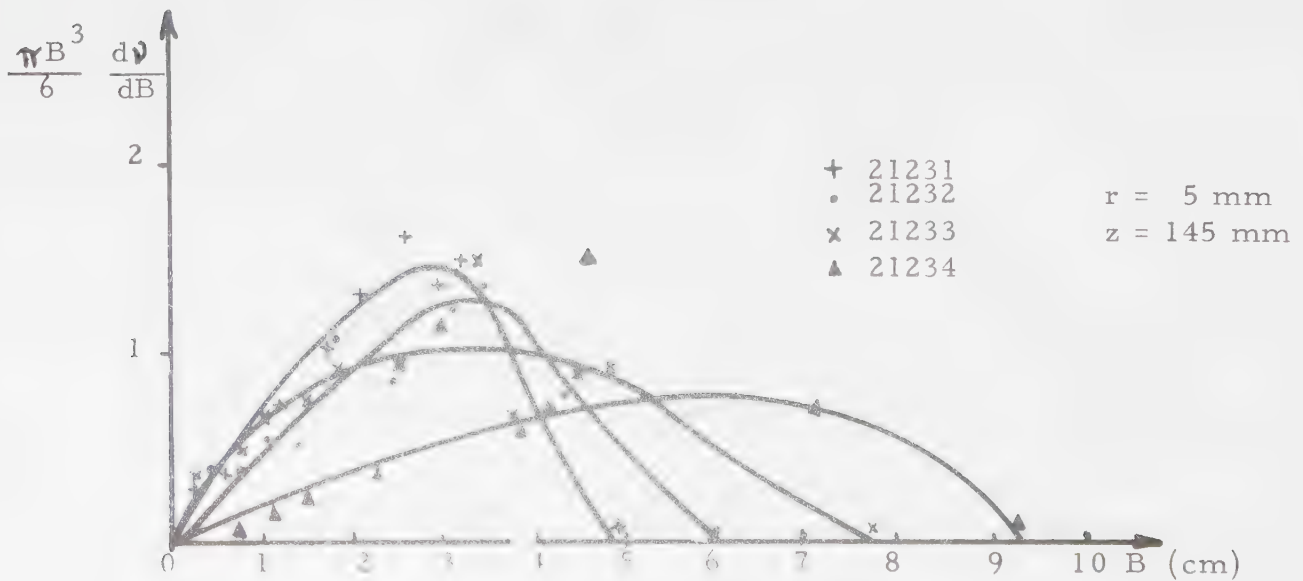
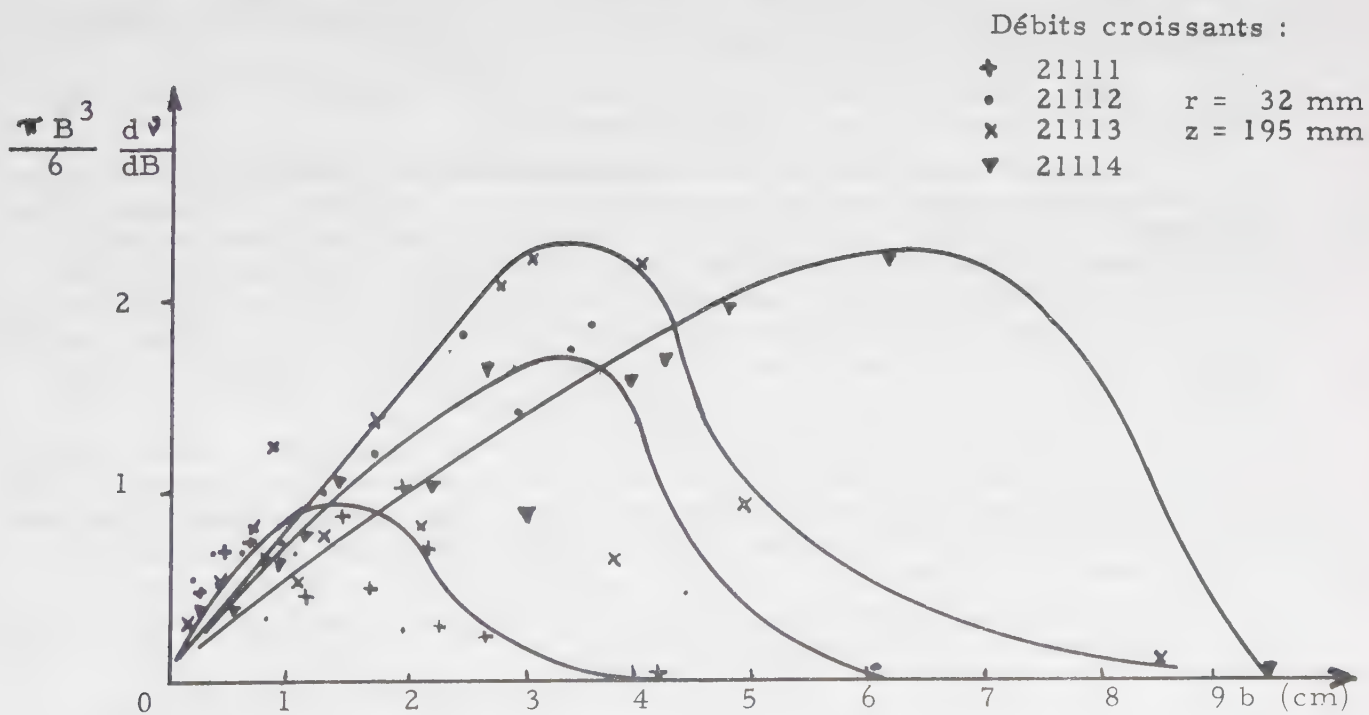
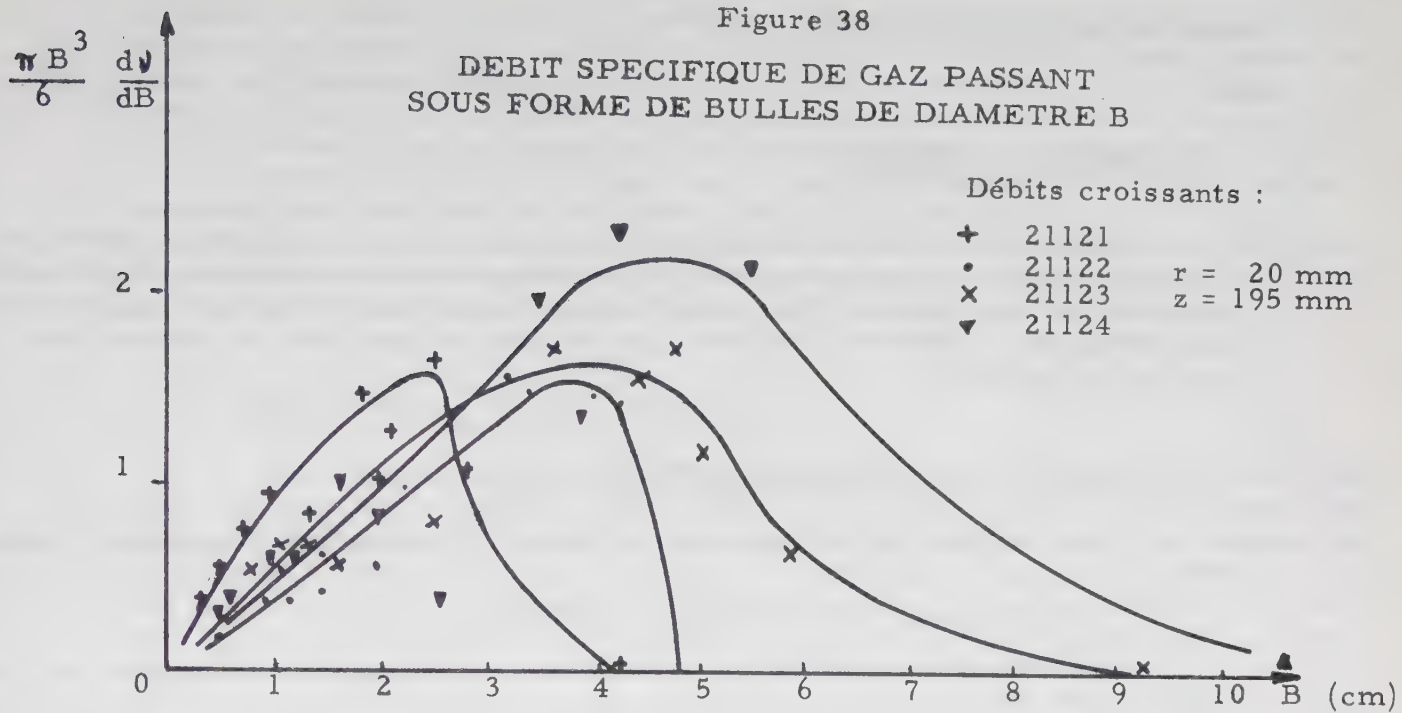


Figure 38

DEBIT SPECIFIQUE DE GAZ PASSANT
SOUS FORME DE BULLES DE DIAMETRE B



mètre compris entre deux abscisses.

3. DISCUSSION DES RÉSULTATS

La méthode de mesure locale que nous avons mise au point nous a conduit à un certain nombre de résultats concernant les propriétés des bulles dans différentes conditions de fluidisation. Nous allons examiner ces résultats en les comparant à ceux obtenus par BAUMGARTEN et PIGFORD (B7) par une méthode très différente d'absorption de rayonnement.

3.1. Résultats concernant la vitesse des bulles

Nos résultats sont résumés sur la figure 18 sur laquelle sont portés également :

- les résultats de BAUMGARTEN et PIGFORD;
- les résultats d'ANGELINO et co-auteurs portant sur des bulles isolées injectées en bas du lit;
- deux droites représentatives de la loi de STOKES qui régirait l'ascension des bulles d'air dans des liquides de viscosité respectivement 10 et 100 Stokes;
- une droite représentant la loi de Newton qui représenterait l'ascension des bulles plus rapides dans un liquide.

Enfin, signalons que nous avons tracé, à titre indicatif, la droite des moindres carrés relative à nos points expérimentaux.

Si nous laissons de côté les résultats d'ANGELINO, obtenus avec des bulles injectées indépendamment dont les propriétés sont bien plus faciles à mesurer, nous constatons que les résultats de BAUMGARTEN et PIGFORD comme les nôtres présentent une dispersion importante. Ceci ne doit pas nous étonner; d'une part, en effet, les méthodes de mesure de la vitesse sont très indirectes, d'un côté comme de l'autre; d'autre part, les résultats se rapportent à un grand nombre de bulles dont les comportements peuvent varier suivant leur forme, la proximité de la paroi et les conditions du milieu pseudo-liquide qu'elles traversent.

Une autre remarque qu'il importe de faire est la suivante : aussi bien pour la méthode par absorption que pour la méthode électrique, les mesures des deux grandeurs portées en abscisse et en ordonnée ne sont pas indépendantes; il se pourrait donc qu'une certaine corrélation entre elles soit introduite par la méthode, indépendamment du phénomène.

Malgré cela, nous pouvons essayer de tirer quelques conclusions de la position relative de ces divers points expérimentaux :

Dans les deux cas, il semble que l'on soit dans un régime intermédiaire entre celui de Stokes et de Newton, ainsi que l'ont fait remarquer BAUMGARTEN et PIGFORD. Si on tient compte des droites des moindres carrés passant par les points expérimentaux, on constate qu'elles sont grossièrement parallèles avec une pente comprise entre $1/2$ et 1 . Si on poursuit l'analogie avec l'ascension des bulles dans un liquide, nous pouvons constater que si les résultats de BAUMGARTEN et PIGFORD se placent dans un domaine de viscosité équivalente du liquide de 10 à 100 Stokes, nos résultats se placeraient dans le domaine 5 à 10 Stokes. Ce résultat, bien que très

qualitatif et obtenu à partir d'une analogie qui n'est pas forcément absolue entre les forces de cohésion d'un liquide et les forces dans le pseudo-liquide composé de grains, est cependant compatible avec les mesures de viscosité en lit fluidisé, en particulier celles de MATHIESON (M6) qui ont montré une diminution de la viscosité du lit fluidisé lorsqu'on augmente la taille des grains. En effet, rappelons que le lit fluidisé que nous utilisions était formé de grains de 630 à 800 microns de diamètres alors que tous les résultats d'autres auteurs reportés sur la figure 18 se rapportent à des grains de 100 à 300 microns. Il semble donc que nos résultats ne soient pas à priori en contradiction en ce domaine avec les résultats antérieurs, sans que nous puissions vérifier de façon plus précise leur validité.

3.2. Distribution des diamètres de bulles

Sur les figures 36 à 38, on peut constater que la fraction de volume transportée par les bulles augmente avec le débit d'air. Au voisinage de la vitesse minimale de fluidisation, le volume transporté par les petites bulles de diamètre voisin du diamètre des grains est importante; au contraire, aux débits d'air plus élevés, un volume d'air important est transporté par des bulles de diamètre approchant celui de la colonne (pistons). On retrouve ce résultat dans les courbes de distribution de diamètre donné sur la figure 45 de la thèse de BAUMGARTEN (B13).

Si on transforme les courbes de cette figure dans les coordonnées que nous employons, on obtient des courbes d'allure analogue dont la déformation avec la cote au-dessus du distributeur est également semblable à celle que nous observons. Il est cependant impossible de poursuivre quantitativement cette comparaison, les résultats de BAUMGARTEN se rapportant à des grains beaucoup plus fins (100 microns environ) et étant obtenus dans une colonne de dimensions et de forme différentes.

3.3. Fraction de volume occupée par les bulles

Nous avons déjà présenté les résultats relatifs à la fraction de volume du lit occupée par les bulles dans les figures 27 a à 27 c. Nous avons essayé de déduire de ces résultats associés à la variation de la porosité globale du lit dont la mesure a été décrite au chapitre II, la variation de porosité du pseudo-liquide par la relation :

$$\xi_p = \frac{\xi - \alpha}{1 - \alpha}$$

On obtient pour la portion centrale du lit une variation de 0,45 à 0,35. Cette décroissance de la porosité du pseudo-liquide avec le débit d'air de fluidisation est difficilement explicable à priori. De toute manière, ce résultat est entaché d'une erreur importante puisqu'elle résulte de l'erreur sur la détermination de la porosité globale du lit qui est importante, nous l'avons vu, et de l'erreur sur la mesure de α qui est également non négligeable. Ce résultat doit donc appeler une certaine réserve.

C O N C L U S I O N

A l'origine de ce travail, considérant la souplesse des moyens de mesure électrique, nous nous proposons de mettre au point une méthode nouvelle d'étude de la texture du lit fluidisé fondée sur des mesures de conductivité électrique. Nous venons de présenter cette méthode nouvelle telle que nous l'avons conçue et essayée. Il est temps de faire le bilan des avantages et des inconvénients qu'elle présente.

Tout d'abord, il nous faut reconnaître que, si l'appareillage mis au point permet de recueillir, de façon relativement aisée un nombre élevé d'informations expérimentales brutes, l'exploitation de ces informations s'avère compliquée; cette complexité entraîne une perte importante de précision et en conséquence, le nombre d'informations finalement utilisables se trouve considérablement réduit.

Cette complexité peut être attribuée avant tout, à la complexité du milieu que l'on étudie. En effet, considérons tout d'abord la méthode de mesure de la conductivité globale que nous avons vue au chapitre II. Rappelons que l'interprétation des résultats de ces mesures se fonde sur l'assimilation du lit fluidisé à un milieu à deux phases. Et c'est là que nous rencontrons la première difficulté fondamentale: même à l'échelle macroscopique, le pseudo-liquide n'est pas une phase continue, présentant des propriétés constantes et bien définies. En particulier, sa conductivité électrique dépend des valeurs des résistances de contact entre grains qu'il est difficile de relier à une propriété macroscopique du milieu.

Cette même difficulté nous l'avons retrouvée au chapitre III, sous une forme légèrement différente: en effet, l'essentiel de nos ennuis en ce domaine provenait du fait qu'il était difficile de fixer une dimension inférieure limite permettant de différencier une bulle d'un espace intergranulaire.

Cette difficulté n'est pas particulière à notre problème mais se rencontre en Génie Chimique chaque fois qu'il s'agit d'étudier un milieu discontinu à l'échelle du grain; en effet, il n'existe pas de méthode spécialement adaptée à de tels milieux; on est alors amené à étendre une méthode destinée à l'étude des "phases", c'est-à-dire des milieux discontinus à l'échelle de la molécule, et ceci en dehors de la limite statistique de validité de telles méthodes étant donné le nombre trop faible de domaines microscopiques élémentaires constituant le milieu.

Cependant, la technique expérimentale d'étude d'un milieu à deux phases au moyen d'une sonde conductimétrique locale peut constituer un moyen utile pour étudier les milieux diphasiques. Une méthode analogue a déjà été utilisée par NEAL et BANKOFF (N2) dans le cas très favorable où les deux phases étaient très nettement distinctes (azote, mercure). Par rapport à cette méthode, nous avons introduit le

principe du tri électronique des impulsions suivant leur largeur, permettant de déterminer les dimensions des bulles connaissant leur vitesse et l'utilisation d'électrodes de différentes dimensions permettant de déterminer simultanément la dimension et la vitesse des bulles. Ces deux techniques sont applicables dans toute étude d'écoulement diphasique à phases de conductivité différente.

D'autre part, les difficultés rencontrées lors de la mise au point de la méthode globale de mesure de conductivité nous ont amené à préciser partiellement les causes des non linéarités des caractéristiques tension-intensité signalées déjà par JOHNSON (J2) et HAYAKAWA et co-auteurs (H8). Dans la technique récente du chauffage électrique par conductivité du lit, ces remarques peuvent trouver leur utilité, en permettant de mieux comprendre la nature de la conductivité.

De même la technique utilisée peut trouver une application dans le domaine du contrôle de l'état d'avancement d'une réaction en lit fluidisé au cours de laquelle se formerait un matériau conducteur. Ce peut être le cas de certaines opérations métallurgiques de réduction en lit fluidisé; dans ces opérations, la difficulté réside souvent dans la prise en masse du lit si la réaction n'est pas arrêtée à temps. La limite pourrait correspondre à une valeur de la conductivité du lit qui servirait alors de repère.

Ainsi, les propriétés électriques du lit fluidisé de grains conducteurs apparaissent susceptibles, malgré leur complexité, d'applications diverses. Les méthodes que nous avons mises au point pour les étudier peuvent être étendues probablement avec fruit à d'autres domaines du Génie Chimique.

A N N E X E A

Différentes formes d'électrodes

1°) Deux électrodes ponctuelles avec comptage des coïncidences :

Pour mesurer le diamètre des bulles, nous avons pensé utiliser deux électrodes ponctuelles dans un même plan horizontal et compter le nombre d'impulsions en coïncidence sur les deux électrodes en fonction de la distance entre électrodes. Nous avons placé deux électrodes ponctuelles à l'extrémité des deux tiges mobiles du porte-électrode et nous avons réalisé un circuit de comptage des impulsions en coïncidence. Il se composait de deux circuits continus analogues à celui décrit au paragraphe 1.2.2. en parallèle, alimenté par la même source continue. Le circuit de comptage des impulsions comprenait deux diodes en parallèle, polarisées par une pile et réalisant un circuit "ET" classique. Les résultats de cette expérience ne permettent pas d'atteindre la taille des bulles car le nombre d'impulsions simultanées dues à deux petites bulles se trouvant par hasard en même temps sur chacune des électrodes est plus élevé que le nombre de grosses bulles provoquant une impulsion à la fois sur les deux électrodes. Ainsi, sur 3000 impulsions par minute relevées sur une électrode, nous en avons trouvé 70 % en coïncidence. Si nous supposons les impulsions distribuées dans le temps suivant une loi de Poisson, ces valeurs conduisent à une durée moyenne d'impulsion de 14 ms pour expliquer uniquement par les coïncidences fortuites le pourcentage d'impulsions en coïncidence de 70 %. Comme il y a effectivement un grand nombre d'impulsions de cette durée, on peut conclure que presque toutes les coïncidences observées sont fortuites.

2°) Electrodes cylindriques :

Les électrodes sphériques utilisées nécessitent le démontage de la colonne, chaque fois que l'on veut faire varier la dimension de l'électrode. D'autre part, la variation du diamètre de la sphère se répercute à la fois sur le diamètre de la plus petite bulle détectée par l'électrode et sur l'étendue de la portion du lit dans laquelle l'électrode détecte les bulles.

L'emploi d'électrodes cylindriques constituées d'un fil, vertical ou horizontal, coulissant dans une gaine de verre grâce à une tige fileté mûe de l'extérieur au moyen d'un flexible, évite ces deux inconvénients.

Nous avons effectué des séries d'expériences avec de telles électrodes.

A N N E X E B

Le discriminateur Durée-Amplitude

(cf. figure 23)

1°) Ecrêtage en amplitude :

Il est assuré par un simple transistor PNP(0C45). L'impulsion négative appliquée sur la base débloque le transistor lorsque la valeur absolue de son amplitude dépasse 0,8 volts; en absence d'impulsion, le transistor est bloqué. On recueille à la sortie une impulsion négative dont le niveau varie entre -0,44 et -0,75 volts. La liaison à l'étage suivant est continue, l'émetteur du transistor d'entrée étant directement relié à la base du premier transistor du trigger.

2°) Amplification et mise en forme :

Ces fonctions sont assurées par un trigger à transistor de conception classique, analogue au trigger de SCHMIDT (S0). Il délivre un créneau en sortie lorsqu'un signal négatif est appliqué à l'entrée. La tension de sortie se maintient à sa valeur de crête tant que le signal d'entrée dépasse 250 mV crête à crête. La tension collecteur passe de -2,3 à -11,7 volts. Le temps de montée est d'environ 0,7 microseconde.

3°) Convertisseur Durée-Amplitude :

Etant donné le signal d'entrée en créneau, il s'agit d'obtenir un signal en dent de scie dont le front antérieur soit linéaire dont le front postérieur soit pratiquement vertical. Ces deux exigences sont remplies par un montage comprenant un transistor NPN (2N697), un transistor PNP (2N396), une diode de ZENER (OAZ 206) et une série de condensateurs commutables. La capacité est chargée linéairement par le courant constant du transistor NPN tant que celui-ci est débloquent par l'impulsion. Elle se décharge pratiquement instantanément à la masse à travers le transistor PNP qui est débloquent en fin d'impulsion. La diode de ZENER permet de commander simultanément par l'impulsion les deux transistors dont les tensions de polarisation sont différentes en effectuant une translation constante de la tension du signal d'entrée. En commutant différentes valeurs de condensateur, on obtient des pentes de la droite de charge différentes. Les temps de descente sont de l'ordre de 50 μ s mesurés sur un oscilloscope.

Les deux transistors qui sont entre le convertisseur et le trigger servent l'un (2N525) d'inverseur de signe, l'autre (2N697) d'amplificateur de courant pour avoir des intensités suffisantes pour le fonctionnement de l'étage suivant.

4°) Ecrêtage, mise en forme et amplification du signal destiné à être comptée :

Ce dispositif est la réplique de celui décrit en 1°) et en 2°) et fournit à l'entrée du compteur des impulsions carrées négatives entre -3 et -12 volts soit 8 volts crête à crête alors que le compteur commence à compter des impulsions de la forme de celle donnée par un compteur de Geiger-Müller à partir de 0,5 v.

5°) Alimentation en tensions continues :

L'ensemble de ces dispositifs, fixé sur une plaquette de 20 cm de long sur 6 de large, nécessite deux alimentations séparées : l'une de -12 volts, l'autre de -15 volts. Pour assurer la constance de l'étalement du discriminateur, il a fallu alimenter par des alimentations stabilisées plutôt que par des piles qui s'usaient trop rapidement.

A N N E X E C

Reproductibilité des mesures de conductivité

Nous avons effectué des mesures de la résistance d'un lit fluidisé du matériau 3, à un débit de 5 m³/h, pour cinq valeurs de la résistance R1 (Facteur R) et deux valeurs de la date de l'expérience (facteur J).

L'ensemble des résultats a été porté dans un tableau Ia dont les lignes représentent la variation due au facteur R et les colonnes la variation due au facteur J. Chaque case du tableau contient quatre valeurs qui sont quatre déterminations distinctes de $\bar{X}$. En considérant l'ensemble comme un échantillon issu d'une seule population, on calcule la variance de l'échantillon et le nombre de degrés de liberté, portés en colonnes 2 et 3 du tableau IIIe, ligne 5.

On effectue les mêmes calculs sur les tableaux réduits IIIB, IIIC, et IIID. En colonne 4, du tableau IIIe, on porte alors les variances estimées des populations obtenues à partir des divers échantillons. Chaque ligne du tableau IIIe correspond à un échantillon obtenu en considérant comme source de variation successivement le facteur J, le facteur R, l'interaction de R et de J, et aucune source de variation. La dernière ligne donne la variance résiduelle due à la répétition des expériences, obtenue en retranchant de la variance d'échantillon obtenue ligne 5, les différentes variances d'échantillon des lignes 2, 3 et 4 obtenues en considérant tous les facteurs de variation possibles. La variance estimée correspondante (ligne 6) va servir de référence pour effectuer le test F de SNEDECOR. La colonne 5 du tableau IIIe donne l'estimation de la variable F et la colonne 6 donne la valeur lue dans la table pour les nombres de degré de liberté correspondant, et pour un intervalle de confiance de 95 %.

La comparaison des deux valeurs de F permet de conclure avec moins de 5 % de chance d'erreur que la date de l'expérience n'a pas d'influence sur la valeur de $\bar{X}$, donc que les valeurs obtenues à un jour d'intervalle peuvent être considérées comme issues de la même population. Par contre la valeur de $\bar{X}$ dépend de R, donc de l'intensité.

A présent que nous connaissons les sources de variations qui sont effectives, nous pouvons recalculer la variance résiduelle en lui retranchant la variance due au seul facteur effectif R. Nous disposons alors d'une estimation de la variance de la population due aux seuls aléas de mesure, soit :

$$\sigma^2 = 0,4915 \quad (\text{ligne 8})$$

Pour un intervalle de confiance à 5 %, l'erreur sur la valeur de $\bar{X}$ sera :

$$\Delta \bar{X} = 1,65 \sigma = 0,115 \quad \text{soit} \quad 4 \%$$

sur la valeur moyenne de $\bar{X}$ égale à T/40.

En règle générale, nous n'avons pas déterminé 8 valeurs distinctes de $\bar{X}$, comme ici, mais 3, donc l'erreur doit être de l'ordre de $\sqrt{8/3}$ fois plus grande, soit de 6,5 % sur une détermination de $\bar{X}$.

(voir Tableau III page suivante)

A N N E X E D

Les programmes ont été établis en langage PAF (Programmation Automatique des Formules) (B12) valable sur la calculatrice numérique CAB 500 commercialisée par la Compagnie des Machines BULL.

Nous donnons, ci-joint, les programmes tels qu'ils ont été écrits et utilisés. Ils peuvent, moyennant l'explication des notations figurant sur le côté, permettre de suivre le calcul tel qu'il a été effectué par la machine et ont été donnés à ce titre pour servir d'organigrammes.

PROGRAMME 1

CALCUL DE α ET DE V_B

PAF

```

1= 50 T N D S A
1 LIRE Q F U V
2 POSER I=0
3 POSER P=0
4 LIRE Ti Ni
5 SI Ni=0 ALLER EN 9
6 FAIRE I=I+1
7 FAIRE P=P+1
8 ALLER EN 4
9 SI VARIANTE ALLER EN 23
10 FAIRE U=0
11 FAIRE I=0
12 FAIRE J=1
13 FAIRE Sj=Ni
14 FAIRE Dj=Ti
15 FAIRE I=I+1
16 FAIRE Sj=Ni+Sj
17 FAIRE Dj=Ti-Dj
18 CALCULER U=U+SjDj/2
19 SI J=P ALLER EN 22
20 FAIRE J=J+1
21 ALLER EN 13
22 CALCULER U=0,001 U/60
23 CALCULER V=3,56(Q-F(1-U))/U
24 IMPRIMER AVEC 2 DEC RC V ESPACES 2 U
25 FIN
FIN
```

Notations :

Données :

Q : Débit d'air de Fluidisation en m³/h
F : Débit minimum de Fluidisation en m³/h
U : Fraction de temps d'interruption mesurée
V : Chiffre de contrôle
Ti : Valeurs de t lues sur les courbes N(t) en ms
Ni : Valeurs de N(t) correspondantes (coups/mm)

Résultats :

U : Fraction de temps calculée par intégration de N(t)
V : Vitesse des bulles calculée à partir de la valeur de U (cm/s)

Utilisation du programme :

Lorsque le voyant Variante de la CAB 500 est éteint le programme calcule la valeur de U et de V correspondant à l'intégration des courbes N(t), soit α_t et V_B .

Sinon, il calcule U et V correspondant à la mesure directe de α , soit α'_t et V'_B .

PROGRAMME 2

CALCUL DE $\sqrt{B}$ ET DE α_v

PAF

1=50 T N X Y B O

1 LIRE Q F U V

2 POSER I=0

3 POSER P=0

4 LIRE T_i N_i

5 SI $N_i=0$ ALLER EN 9

6 FAIRE $I=I+1$

7 FAIRE $P=P+1$

8 ALLER EN 4

9 POSER $J=0$

10 IMPRIMER AVEC 1 DEC RC

11 FAIRE $I=J+1$

12 CALCULER $X_i=0,0005(T_i+T_j)$

13 CALCULER $Y_i=2(N_j-N_i)/\pi(T_i-T_j)X_i^2,06$

14 INTERROGATION

15 CALCULER $B_i=VX_i$

16 CALCULER $O_i=Y_i/VV$

17 IMPRIMER AVEC 2 DEC RC " B_i " ESPACES 1 " O_i "

18 SI $I=P$ ALLER EN 21

19 FAIRE $J=J+1$

20 ALLER EN 11

21 POSER $A=0$

22 POSER $I=1$

23 FAIRE $J=I+1$

24 CALCULER $A=A+\pi(B_i^2 O_i + B_j^2 O_j)(B_j - B_i)/4$

25 SI $J=P$ ALLER EN 28

26 FAIRE $I=I+1$

27 ALLER EN 23

28 CALCULER $A=A/V$

29 IMPRIMER AVEC 3 DEC RC A

30 ALLER EN 1

31 FIN

FIN

Notations :

Données :

Les mêmes que pour le programme 1. Mais V représente cette fois-ci la vitesse des bulles v_B calculée par le programme précédant.

Résultats :

B_i : Valeurs de B (cm)

O_i : Valeurs de $\sqrt{B}$ correspondante (coups/seconde $\times cm^2$)

A : Valeur de α_v

Utilisation :

Utiliser les données du Tableau II.

* * *

PROGRAMME 3

CALCUL DE LA DROITE DES MOINDRES CARRES

1=50 XY

1 LIRE P

2 POSER I=0

3 POSER A=0

4 POSER B=0

5 LIRE X_i Y_i

6 FAIRE $A=A+X_i$

7 FAIRE $B=B+Y_i$

8 FAIRE $I=I+1$

9 SI $I=P$ ALLER EN 11

10 ALLER EN 5

11 CALCULER $A=A/P$

12 CALCULER $B=B/P$

13 POSER I=0

14 POSER C=0

15 POSER D=0

16 POSER I=0

17 CALCULER $C=C+(X_i-A)(Y_i-B)$ FIN

18 CALCULER $D=D+(X_i-A)(X_i-A)$

19 FAIRE $I=I+1$

20 SI $I=P$ ALLER EN 22

21 ALLER EN 17

22 CALCULER $M=C/D$

23 CALCULER $N=B-AM$

24 IMPRIMER AVEC 3 DEC RC M TAB N

25 FIN

Notations :

Données :

P : Nombre de points

X_i : Valeurs des abscisses

Y_i : Valeurs des ordonnées

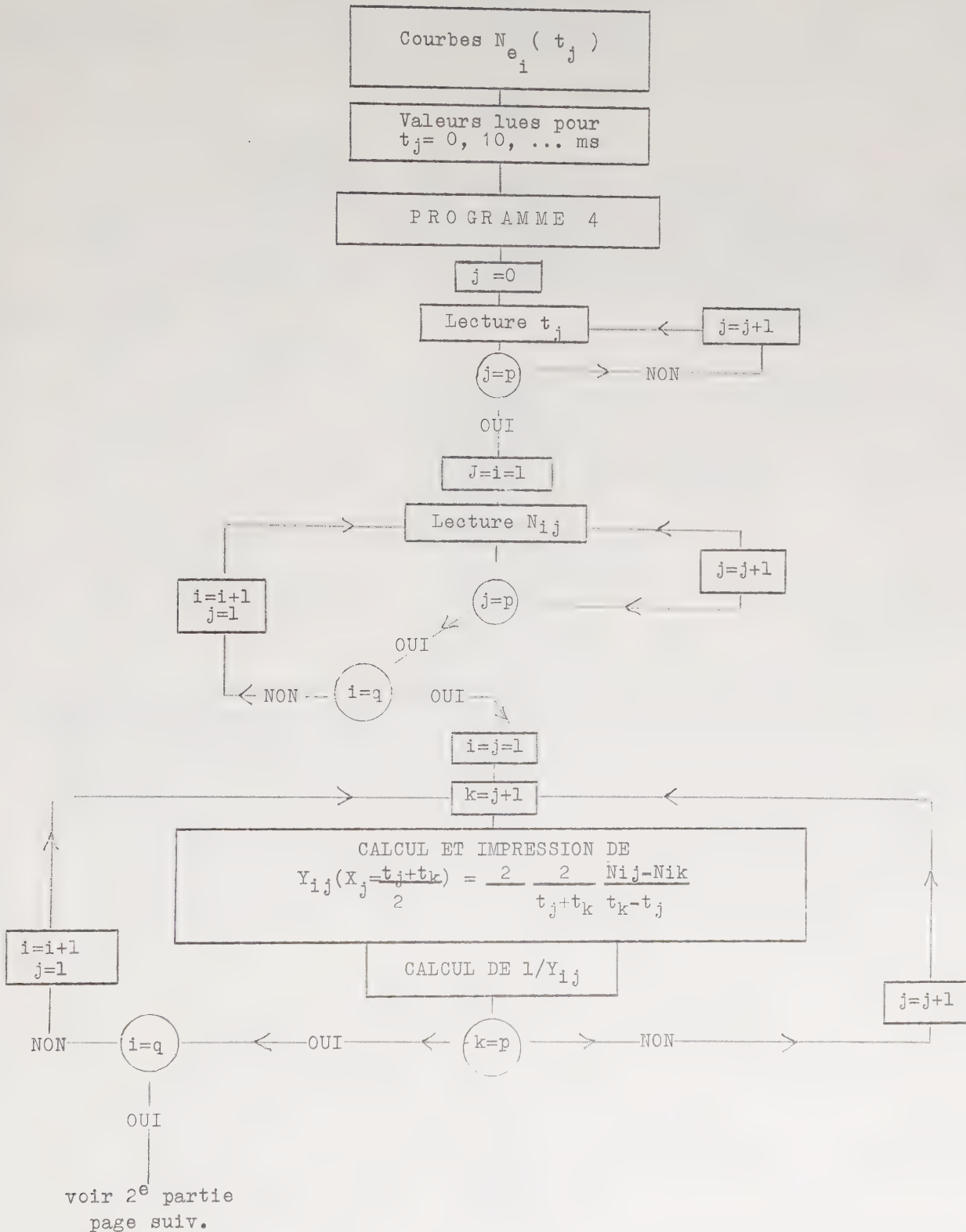
Résultats :

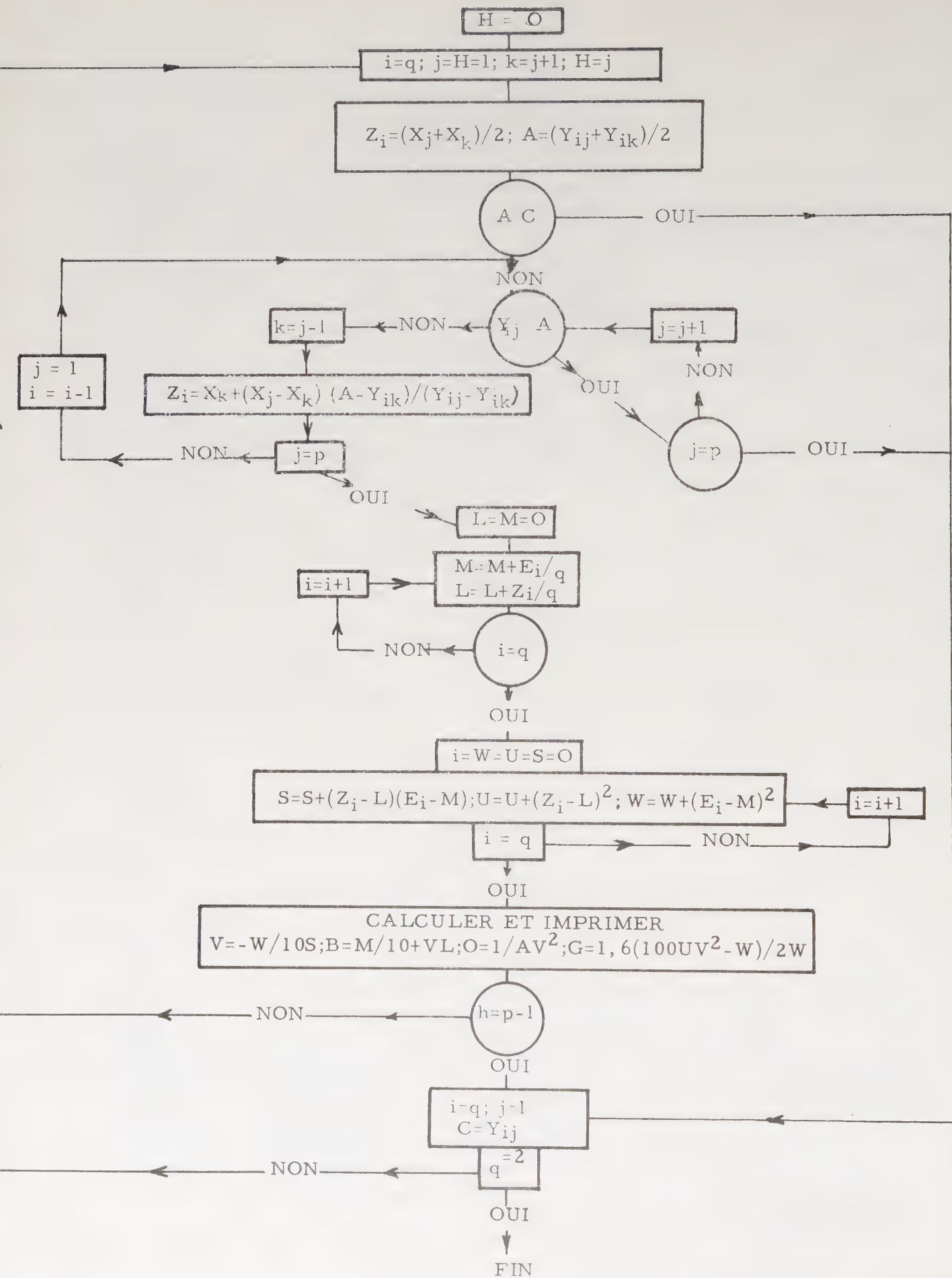
M : Pente de la droite des moindres carrés

N : Ordonnée à l'origine de la droite des moindres carrés.

Figure 39

CALCUL DE V(B)





A N N E X E E

Calcul de $v(B)$ (voir figure 39)

1°) Calcul de la fonction $Y_e(t)$:

Les résultats expérimentaux bruts reportés sur les tableaux VIII A à VIII E ont été traduits sous forme de graphiques, portant en abscisses t , en ordonnées $N_e(t)$ (fig.32). Sur ces courbes nous avons lu les valeurs de $N_e(t)$ correspondant à des valeurs de t variant de 10 en 10 ms. Ces valeurs ont été reportées sur des tableaux, analogues au tableau IX, pour chaque expérience. Ces tableaux servent de données au programme 4 dont la première partie calcule, d'après la relation (22), la fonction $Y_e(t) = \frac{2}{\pi t} \frac{\Delta N}{\Delta t}$ (Tableau X).

2°) Calcul de la fonction $t_Y(e)$:

La seconde partie du programme 4 calcule les valeurs de t correspondant à une même valeur de Y pour quatre valeurs de e différentes. La courbure des courbes $1/Y$ étant plus faible, l'interpolation linéaire est effectuée sur la fonction $1/Y$. Sur le tableau XI sont reportées les valeurs de t correspondant à une même valeur de Y pour les électrodes de 12, 5,9, 3,2 et 1,4 mm, soit respectivement Z_4, Z_3, Z_2 et Z_1 .

3°) Calcul de la droite des moindres carrés passant par ces points :

Nous avons supposé que les valeurs de e étaient connues avec une erreur négligeable par rapport à l'erreur commise sur les valeurs de t . Nous avons supposé que chaque valeur de t calculée, soit t_i , correspondant à e_i , était issue d'une population normalement distribuée autour de la valeur moyenne $\left\{ \frac{B'}{\sqrt{v}} - \frac{1}{\sqrt{v}}, e \right\}$ avec la même variance constante σ^2 . C'est le modèle statistique couramment employé pour effectuer une régression linéaire (46). De ces hypothèses, la première concernant la répartition de l'erreur entre les deux variables est certainement vérifiée, les valeurs de e résultant d'une mesure directe au pied à coulisse du diamètre des électrodes, alors que les valeurs de t résultent d'un calcul assez imprécis, comprenant en particulier une dérivation numérique et une interpolation linéaire. Quant à la seconde hypothèse, elle n'est certainement pas justifiée : en effet, les valeurs de $N_e(t)$ correspondent à des comptages d'une minute quelle que soit la valeur de t ; pour les grandes valeurs de t , on compte ainsi peu d'impulsions et l'erreur est certainement plus importante. Nous la conserverons cependant, faute d'une hypothèse plus vraisemblable.

Avec ce modèle classique, il est bien connu (B8) qu'une estimation de la valeur de $1/v'$ est :

$$\frac{1}{v} = - \frac{\sum_{i=1}^{i=4} (e_i - \bar{e}_i) (t_i - \bar{t}_i)}{\sum_{i=1}^{i=4} (e_i - \bar{e}_i)^2}$$

e_i et t_i représentant les quatre valeurs de e et t
 $\bar{e}_i$ et $\bar{t}_i$ les moyennes arithmétiques de ces valeurs.

Une estimation de B' est alors donnée par :

$$B' = e_i + vt_i$$

et l'intervalle de confiance à γ % sur la valeur de v est :

T A B L E A U I X

$N(T,E) \quad (s^{-1})$

DONNEES DU PROGRAMME 4 LIES SUR LES COURBES (Fig. 15)

21311		14																	
4	2	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
e= 1,4 mm		420	314	205	126	80	61	47	38	32	26	21	14	10	6	0			
3,2		332	222	130	73	42	26	16	10	5	1	0	0	0	0	0			
5,9		103	42	15	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
12		23	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
21312		12																	
4		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
e= 1,4 mm		420	299	222	172	136	106	80	56	37	20	0	0	0					
3,2		356	286	241	200	160	127	96	68	46	30	18	10	2					
5,9		196	164	138	114	90	70	50	33	18	6	0	0	0					
12		102	73	52	37	23	14	7	0	0	0	0	0	0					
21313		16																	
4		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	155	ms
e= 1,4 mm		480	383	299	243	198	167	139	116	92	74	57	45	33	23	14	6	0	
3,2		434	340	274	220	182	156	130	105	84	62	45	30	17	8	0	0	0	
5,9		300	240	196	163	132	110	88	70	53	37	25	15	6	0	0	0	0	
12		140	111	91	76	61	49	36	26	19	13	9	4	0	0	0	0	0	
21314		18																	
4		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170
e= 1,4 mm		570	440	326	260	220	192	176	140	120	101	83	68	53	40	30	21	12	3
3,2		380	309	259	218	186	159	135	112	92	74	62	45	32	18	6	0	0	0
5,9		236	197	164	134	112	92	76	61	48	39	30	23	17	10	3	0	0	0
12		194	159	132	109	89	70	56	46	37	28	20	14	5	0	0	0	0	0

$$\Delta v = t_{2,\eta} \sqrt{v \frac{\sum_{i=1}^4 (t_i - \bar{t}_1)^2 - \sum_{i=1}^4 (e_i - \bar{e}_1)^2}{2 \sum_{i=1}^4 (e_i - \bar{e}_1)^2}}$$

où $t_{2,\eta}$ est la valeur de la distribution t de Student pour un intervalle de confiance à $1-\eta$ % et 2 degrés de liberté. La troisième partie du programme 4 calcule la valeur relative de l'intervalle de confiance $G = \Delta v/v$ ainsi que les valeurs de B et v. Les résultats figurent dans la partie de droite du Tableau XI.

PROGRAMME 4

CALCUL DE V(B)

PAF	31 SI K=P ALLER EN 34	61 ALLER EN 49
i=10 E Z	32 FAIRE J=J+1	62 FAIRE M=0
j=50 T X	33 ALLER EN 28	63 FAIRE L=0
i=10 j=50 N Y	34 SI I=Q ALLER EN 37	64 FAIRE I=I+1
4 LIRE R P Q	35 FAIRE I=I+1	65 CALCULER M=M+E _i /Q
5 POSER J=0	36 ALLER EN 19	66 CALCULER L=L+Z _i /Q
6 LIRE T _j	37 FAIRE C=0,1	67 SI I=Q ALLER EN 69
7 SI J=P ALLER EN 10	38 INTERROGATION	68 ALLER EN 64
8 FAIRE J=J+1	39 POSER H=0	69 FAIRE S=0
9 ALLER EN 6	40 POSER I=Q	70 POSER U=0
10 POSER J=0	41 FAIRE J=H+1	71 POSER W=0
11 IMPRIMER AVEC 0 DEC RC "R" RC	42 FAIRE K=J+1	72 POSER I=0
12 FAIRE I=J+1	43 FAIRE H=J	73 FAIRE I=I+1
13 CALCULER X _i =0,001 (T _j +T _i)/2	44 SI H=P ALLER EN 85	74 CALCULER S=S+(Z _i -L)(E _i -M)
14 INTERROGATION	45 FAIRE Z _i =(X _j +X _k)/2	75 CALCULER U=U+(Z _i -L)(Z _i -L)
15 SI I=P ALLER EN 18	46 IMPRIMER AVEC 3 DEC RC Z _i	76 CALCULER W=W+(E _i -M)(E _i -M)
16 FAIRE J=J+1	47 FAIRE A=(Y _{ij} +Y _{ik})/2	77 SI I=Q ALLER EN 79
17 ALLER EN 12	48 SI A > C ALLER EN 85	78 ALLER EN 73
18 POSER I=1	49 FAIRE I=I-1	79 CALCULER V=-W/LOS
19 LIRE E _i	50 SI I=0 ALLER EN 62	80 CALCULER B=i/10+VL
20 POSER J=0	51 SI Y _{ij} < A ALLER EN 57	81 CALCULER O=1/AVV
21 LIRE N _{ij}	52 FAIRE K=J-1	82 CALCULER G=1,6√(100UV ² -W)/2W
22 SI J=P ALLER EN 25	53 CALCULER Z _i =X _k +(X _j -X _k)(A-Y _{ik})/(Y _{ij} -Y _{ik})	83 IMPRIMER AVEC 3 DEC RC "V" TAB "B"
23 FAIRE J=J+1	54 IMPRIMER AVEC 3 DEC TAB Z _i	TAB "O" TAB "G"
24 ALLER EN 21	55 POSER J=1	84 ALLER EN 40
25 INTERROGATION	56 ALLER EN 49	85 FAIRE I=Q
26 ALLER EN 27	57 SI J=P ALLER EN 60	86 FAIRE J=1
27 POSER J=0	58 FAIRE J=J+1	87 FAIRE C=Y _{ij}
28 FAIRE K=J+1	59 ALLER EN 51	88 FAIRE Q=Q-1
29 CALCULER Y _{ik} =2(N _{ij} -N _{ik})/π (T _k -T _j)X _k 0,06	60 POSER J=1	89 SI Q=1 ALLER EN 4
30 CALCULER Y _{ik} =1/Y _{ik}		90 ALLER EN 39
		91 FIN
		FIN

A N N E X E F

Détermination de la masse spécifique du coke par la méthode d'ERGUN

Le tableau suivant donne les résultats de la détermination de la perte de charge par unité de hauteur :

Q	m ³ /h	3	4	5	6	7,1
v _o	cm/s	10,4	13,8	17,3	20,8	24,6
Δ h	cm	4,55	6,45	8,60	10,80	13,80
Δ p/g	barye	0,697	0,989	1,320	1,650	2,110
Δ p/g	dynes cm ³	0,139	0,198	0,264	0,330	0,422
p/hvg	10 ²	1,34	1,43	1,53	1,59	1,715
R' _e		2,15	2,87	3,60	4,31	5,12

Ces mesures ont été réalisées sur un lit de caractéristiques suivantes :

- Masse du lit : M = 500 g - Hauteur du lit : H = 13 cm - Section de la colonne : S = 80 cm²

Les valeurs de h reportées dans le tableau ci-dessus sont les dénivellations lues sur le manomètre à huile incliné. Ce dernier a été étalonné avec un manomètre de précision à aiguille ("Casella"). Le coefficient k d'étalonnage a été trouvé égal à 0,153. La valeur de p/g (g=981) donnée dans le tableau correspond à p en cm d'eau et est obtenue en faisant le produit k h.

On a trouvé :

$$A = 10,3 \quad \text{C.G.S.}$$

$$B = 0,27 \quad \text{C.G.S.}$$

$$\xi = 0,415$$

$$p_a = 0,84 \quad \text{g/cm}^3$$

Puis on a calculé la dernière ligne du tableau ci-dessus qui donne la valeur du Nombre de Reynolds modifié :

$$R'_e = \frac{v_o D_p}{6(1 - \xi) \mu} \frac{p_a}{\mu}$$

pour caractériser le domaine d'écoulement dans lequel ont été effectuées ces mesures.

Détermination de la variation de porosité en lit fluidisé

Pour le lit de coke précédant les valeurs suivantes ont été obtenues :

Q	m ³ /h	8	9	10	10,7	11,7
v _o	cm/s	27,8	31,2	34,7	37,3	40,8
Δ h	cm	12,6	12,8	11,8	10,8	9,4
Δ h	cm	12,5	12,9	12	11	9,7
Δ p cm d'eau		1,92	1,96	1,82	1,67	1,42
$\xi = - \frac{\Delta p}{h p_s} + 1$		0,54	0,53	0,54	0,60	0,66

Les deux valeurs de Δ h correspondent à deux mesures distinctes dont on a pris la valeur moyenne pour déterminer ξ .

B I B L I O G R A P H I E

- (A 1) ANGELING H., CHARZAT C. et WILLIAMS R. - Chem. Eng. Sci. 1964, 4, 289.
- (A 2) ANDERSON T.T. - A.I. Ch. E. J., Septembre 1964, p. 776.
- (B 1) BAILIE R.C., FAN L.T. et STEWART J.J. - Ind. Eng. Chem. 1961, 53, 567.
- (B 2) BAKKER P.J. et HEERTJES P.M. - Brit. Chem. Eng. 1959, 4, 524.
- (B 3) BAKKER P.J. et HEERTJES P.M. - Brit. Chem. Eng. 1959, 4, 524.
- (B 4) BAKKER P.J. - Thèse Delft (1958).
- (B 5) BAKKER P.J. et HEERTJES P.M. - Chem. Eng. Sci. 1960, 12, 260.
- (B 6) BARTHOLOMEW R.N. et CASSAGRANDE R.M. - Ind. Eng. Chem. 1958, 3, 240.
- (B 7) BAUMGARTEN P.K. et PIGFORD R.L. - A.I. Ch. E. Journal 1960, 6, 115.
- (B 8) BENNETT C.A., FRANKLIN N.L. - "Statistical analysis in chemistry and in the chemical industry", p. 222 et suite (J. Wiley and Sons, New-York, 1954).
- (B 9) BOETTGER G. - Beitrag zur Messung der Homogenität von Wirbelschichten Diplom Arbeit, Technische Hochschule, Hannover (1957).
- (B 10) BOTTERILL J.S.M., BLOORE P.D. - Can. J. of Chem. Eng. 1963, 4, 111.
- (B 11) BRUGGEMAN D.A.G. - Ann. Phys. 1935, 24, 636.
- (B 12) BULL (Cie) - Rapport n° C7405554 "CAB 500 - le système PAF - Programmation automatique des formules".
- (B 13) BAUMGARTEN, P.K., PH. D. - Thesis, University of Delaware, juin 1956.
- (C 1) CAIRNS E.J. et PRAUSNITZ J.M. - A.I.Ch.E. Journal 1960, 6, 554.
- (C 2) CIBOROWSKI J., WLODARSKI A. - Chem. Stosowana 1959, 3, 339.
- (C 3) CIBOROWSKI J., WLODARSKI A. - Chem. Eng. Sci. 1962, 17, 23.
- (C 4) CIBOROWSKI J., WLODARSKI A. - Chem. Stosowana 1962, 6, 541 et 555.
- (D 1) DAVIDSON J.F., PAUL R.C., SMITH M.J.S. et DUXBURY H.A. - Trans. Inst. Chem. Engrs 1959, 37, 363.
- (D 2) DAVIDSON J.F. - Trans. Inst. Chem. Engrs, 1961, 39, 230.
- (D 3) DAVIES R.M. et TAYLOR G.I. - Proc. Roy. Soc. 1950 A 200, 375.
- (D 4) DEFIVIS D. et GLADEL Y.L. - I.F.P. rapport n° 3963.
- (D 5) DELARUE R.E. et TOBIAS C.W., Paper 181 présenté à la Réunion de Cincennati de l'Elect. Chem. Soc. 1-5 mai 1955.
- (D 6) DOTSON J.M. - Chem. Eng. 1949, 56, 128.
- (D 7) DOTSON J.M. - A.I.Ch.E. Journal 1959, 5, 169.
- (D 8) DUPUIT A.J.E.J. : "Etudes théoriques et pratiques sur le mouvement des eaux" 1863.
- (D 9) DONNADIEU G., Rev. Inst. Français du Pétrole, 1961, 16, 952.
- (E 1) ERGUN S. - Anal. Chem. 1952, 24 (1), 388.

- (F 1) FRICKE H. - J. Gen. Physiol. 1924, 375, 741.
- (F 2) FRICKE H. et MORSE S. - Phys. Rev. 1924, 23, 556.
- (F 3) FRICKE H., MORSE S. - Phys. Rev. 1925, 25, 361.
- (G 1) GARBO P.W. - Brevet américain n° 2475.607 du 12/7/1949.
- (G 2) GROHSE E.W. - A.I.Ch.E. Journal 1960, 6, 115.
- (H 1) HABIB O. - C.R. Journées de l'Association Française de Fluidisation, 8 mars 1961, p. 37.
- (H 2) HARRISSON D., DAVIDSON J.F. et DE KOCK J.W. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 1961, 39, 202.
- (H 3) HARRISSON D. et LEUNG H. - Trans. Instr. Chem. Engrs. 1962, 40, 146.
- (H 4) HEIDEL K. - Zur Inhomogenität von Wirbelschichten, Diplom Arbeit, Technische Hochschule Hannover (1959).
- (H 5) HENWOOD G.A. et THOMAS D.G. - Instrum. Pract. 1954, 8, 606.
- (H 6) HIGUCHI W.I. - J. of Phys. Chem. 1958, 62, 649.
- (H 7) HOLM R. - "Electric contact handbook" 3^e éd. de "die Technische Physik der Elektrischen Kontakte" Springer Berlin 1958.
- (H 8) HAYAKAWA T., GRAHAM W. et OSBERG G.L. - Can. J. of Chem. Engng., Juin 1964, p. 99-103.
- (J 1) JACKSON R. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 1963, 41, 22.
- (J 2) JOHNSON H.S. - Can. J. Chem. Eng. 1961, 39 (3), 145.
- (J 3) JOHNSON H.S. et ANDERSON A.H. - Brevet canadien n° 573348 (1958) pour le Shawinigan Chemicals Ltd et Brevet français n° 1237 371 du 7/9/1959.
- (K 1) KONCAR, DJURDJEVIC S. - Génie Chimique 1961, 86, 110.
- (K 2) KONCAR, DJURDJEVIC S., VUKOVIC D. - "Nature", London, 1962, 193-58.
- (K 3) KRAMERS H., WESTERMANN M.D., DE GROOT J.M. et DUPONT F.A.A. - "Symposium on the Interaction between fluids and particles" P.A. Rothenburg (réd.) - the Institution of Chemical Engineers Londres 1963.
- (L 1) LANNÉAU K.P. - Trans. Inst. Chem. Engrs. 1960, 38, 125.
- (L 2) LICHTENECKER K. - Physik Zeits, 1909, 10, 1005 et 1924, 25, 169.
- (L 3) LEVA M. - "Fluidisation", Mac Graw Hill New-York (1959).
- (L 4) LE GOFF P. - Cours de Génie Chimique, Fluidisation, E.N.S.I.C., Nancy (1963).
- (M 1) MARTIN J. et ANDRIEU R. - C.R. des Journées de l'Association Française de Fluidisation (11 juin 1956), p. 59.
- (M 2) MATHESON G.L., HERBST W.A. et HOLT P.H. - Ind. and Eng. Chem. 1949, 41, 1099.
- (M 3) MAXWELL - "Electricity and magnetisme" 3rd ed.
- (M 4) MINART P. - C.R. des Journées de l'Association Française de Fluidisation (8 mars 1961)
- (M 5) MORSE R.D. et BALLOU C.O. - Chem. Eng. Prog. 1951, 47, 199.
- (M 6) MURPHREE E.V., BROWN C.L., FISCHER H.G.M., Ind. and Engrs. Chem. 1943, 35, 768.
- (N 1) NASSOS G.P. - Argonne National Laboratory report n° 6738, Argonne (III) juin 1963.
- (N 2) NEAL L.G. et BANKOFF S.G. - A.I.Ch.E. J. 1963, 9, 490, Février 1960.
- (N 3) PARCE C.A.R. - Brit. J. of Appl. Phys. 1955, 6, 113 et 358.

- (P 2) PEVERE E.F. - Brevet américain n° 2 799 648 du 16/7/1957.
- (P 3) PROST C. et LE GOFF P. - à paraître (1965).
- (R 1) RAYLEIGH Lord. - Phil. Mag. 1892, 34, 5.
- (R 2) REBOUX P. - C.R. des Journées de l'Association Française de Fluidisation (11 juin 1956) p. 53.
- (R 3) REIS - J. Association Française des Techniciens du Pétrole 1949, pp. 3-44.
- (R 4) REUTER H. - Chemie Ing. Tech. 1963, 35, 98.
- (R 5) REUTER H. - Chem. Ing. Tech. 1963, 35, 219.
- (R 6) ROWE P.N. et STAPLETON W.M. - Trans. Inst. Chem. Eng. 1961, 39, 181.
- (R 7) REBOUX P. - Fluidisation, Association Française de Fluidisation, 1954.
- (S 0) SESCO - "Manuel pratique d'application des semi-conducteurs", Gauthier Villars Paris 1962, p. 197-8.
- (S 1) SIMPSON H.C. et RODGER B.W. - Chem. Engng Sci, 1961, 16, 153.
- (S 2) SLAWINSKI A.J. - J. Chim. Phys. 1966, 23, 710.
- (S 3) SLIS P.L., WILLEMS Th. W., KRAMERS H. - Applied Scientific Research 1959, 8, 209.
- (S 4) SCHUGERL K., MERZ M. et FETTING F. - Chem. Engng Sci. 1961, 15, 39.
- (S 5) SHUSTER W.W. et KISLIAK P. - Chem. Engng Prog. 1952, 48, 455.
- (T 1) TEOREANU I. - International Chem. Eng. 1963, 3, 239.
- (T 2) TOCMEY R.D. et JOHNSTONE H.F. - Chem. Eng. Prog. 1952, 48, 220.
- (W 1) WACE P.F. et BURNETT S.J. - Trans. Instr. Chem. Eng. 1961, 39, 168.
- (W 2) WIENER O. - Leipz. Berichte, 1910, 62, 256.
- (W 3) WILHELM R.H. et KWAWK M. - Chem. Eng. Prog. 1948, 44, 201.
- (W 4) WINKLER - Brevet allemand n° 457 179 pour la Sté IG Farben Industrie brevet américain n° 1.857.799 du 26/6/1926.
- (Y 1) YASUI G. et JOHANSON L.N. - A.I.Ch.E. Journal 1958, 4, 445.
- (Z 1) ZENZ F.A. - Fluidization, p. 80 - Rheinhold New-York (1956).
- (Z 2) ZENZ F.A. et OTHMER - Fluidization, Wiley, N.Y.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	
<u>Chapitre I - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES HÉTÉROGÉNÉITÉS EN LIT FLUIDISÉ</u>	
1. MODÈLES DE TEXTURE DU LIT HÉTÉROGÈNE	3
2. LES TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES	5
2.1. Méthodes utilisant les variations de pression ..	6
2.2. Méthodes capacimétriques	6
2.3. Méthodes par absorption de rayonnement	7
3. LES RÉSULTATS	8
3.1. Variation de l'homogénéité du lit avec divers pa- ramètres	8
3.2. Les propriétés des bulles	11
4. CONCLUSION	13
<u>Chapitre II - MESURES DE CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE GLOBALE</u>	
1. PRINCIPE DE LA MÉTHODE	15
1.1. Mesures de conductivité et texture des milieux diphasiques	15
1.2. Conductivité électrique du lit fluidisé	17
2. TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE	19
2.1. L'appareil de fluidisation	19
2.2. Le montage électrique	19
2.3. Les matériaux	20
2.4. Mode opératoire	21
3. LES RÉSULTATS	27
3.1. Hypothèses sur la nature de la conductivité	27
3.2. Présentation des résultats expérimentaux	29
3.3. Interprétations	32
4. CONCLUSIONS	38
<u>Chapitre III - MÉTHODE DE MESURE PAR SONDE LOCALE</u>	
1. MESURES SUR UNE ÉLECTRODE PONCTUELLE	39
1.1. Principe de la Méthode	39
1.2. Appareillages	40
1.3. Mode opératoire	42
1.4. Interprétation et exploitation des résultats ...	45
2. MESURES SUR ÉLECTRODES DE DIMENSION VARIABLE	51
2.1. Principe de la méthode	51
2.2. Exploitation des résultats	59
2.3. Résultats	59
3. DISCUSSIONS DES RÉSULTATS	62
3.1. Vitesse des bulles	62
3.2. Dimension des bulles	63
3.3. Répartition des phases	63
CONCLUSION	64
ANNEXES	66 à 75
BIBLIOGRAPHIE	76 à 78

